

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA

SCUOLA POLITECNICA

DIME

Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Energetica

Gestionale e dei Trasporti



TESI DI LAUREA IN INGEGNERIA MECCANICA

**Analisi tramite tecniche di omogeneizzazione
di *riblets* longitudinali e sinusoidali**

Candidato

Sara Boaretto

Relatore

Prof. Alessandro Bottaro

Co-Relatore

Dr. Giulia Innocenti

Anno accademico 2023/2024

Alla mia famiglia.

S.B.

Prefazione

La presente tesi si inserisce nell'ambito di ricerca riguardante le tecniche di riduzione dell'attrito superficiale nel regime viscoso. La trattazione esplora il potenziale delle riblets longitudinali e sinusoidali in questo ambito. L'attenzione e l'osservazione degli effetti delle riblets sulla turbolenza vede le sue radici nel mondo animale e vegetale, partendo dal modello biomimetico della pelle degli squali. Sono state analizzate le performance delle riblets attraverso un approccio integrato che combina modellazione teorica e simulazioni numeriche. È stata posta particolare attenzione all'impatto della variazione della geometria del dominio fluido sui risultati. Le simulazioni sono state effettuate al variare dell'altezza del dominio per le riblets longitudinali e al variare della lunghezza d'onda per quelle sinusoidali. Questa tesi si propone di contribuire all'avanzamento delle conoscenze in questo campo, fornendo le basi per futuri sviluppi e ulteriori ottimizzazioni delle superfici microstrutturate.

Abstract

This thesis is part of the research on surface friction reduction techniques in the viscous regime. The paper explores the potential of longitudinal and sinusoidal riblets in this context. The attention and observation of the effects of riblets on turbulence has its roots in the animal and plant world, starting from the biomimetic model of shark skin. The performance of riblets has been analyzed through an integrated approach that combines theoretical modeling and numerical simulations. Particular attention has been paid to the impact of the variation of the geometry of the fluid domain on the results. Simulations have been performed by varying the height of the domain for longitudinal riblets and by varying the wavelength for sinusoidal ones. This thesis aims to contribute to the advancement of knowledge in this field, providing the basis for future developments and further optimizations of microstructured surfaces.

Ringraziamenti

Vorrei riservare questo spazio della mia tesi di laurea per ringraziare tutte le persone che hanno contribuito in maniera determinante al raggiungimento di questo primo importante traguardo.

Un sentito ringraziamento va al mio professore Alessandro Bottaro, il cui supporto, e la cui guida esperta sono stati essenziali in ogni fase della realizzazione di questa tesi. Grazie per avermi fatto appassionare all'ingegneria aeronautica, per avermi insegnato così tanto ed avermi sempre incoraggiata e motivata.

Un sincero grazie anche alla Dott. Giulia Innocenti, per i suoi preziosi consigli e la sua complicità nella realizzazione di ogni capitolo della mia tesi. Grazie per essere stata sempre al mio fianco!

Un ringraziamento speciale va ai miei genitori, per avermi dato l'opportunità di crescere in un ambiente ricco di stimoli e di valori, e per il loro continuo incoraggiamento nei momenti più difficili. Siete il mio porto sicuro dove rifugiarmi quando il mare è in tempesta.

Grazie ai nonni Dina ed Ermano, che con il loro affetto senza limiti e i loro insegnamenti mi accolgono sempre a braccia aperte sostenendomi nelle sfide della vita, consolandomi nei momenti di difficoltà e gioendo dei miei successi.

Un pensiero va ai nonni Vittoria e Marcello che purtroppo non ci sono più, ma sono sicura che da lassù mi guardano con orgoglio e continuano a fare il tifo per me.

Grazie a zia Sabrina e ai miei cugini Beatrice e Giovanni per il loro affetto costante e per riempire la mia vita di sorrisi, risate e bellissimi momenti.

Un grazie alla mia amica di sempre Ludo per essere stata al mio fianco da quando siamo piccole. Quanto ci siamo sfogate e quanto abbiamo riso condividendo i momenti della nostra vita durante le nostre passeggiate!

Grazie al mitico team del Mentelocale Elena, Giuditta e Luca. Tra tanti caffè e brioches abbiamo combattuto per gli esami che sembravano impossibili e abbiamo festeggiato le nostre vittorie.

Un grazie poi a tutti i miei amici, per la loro amicizia sincera, per i momenti di supporto nei momenti di difficoltà e per aver condiviso con me gioie e preoccupazioni durante questo percorso. La loro compagnia è stata fondamentale per affrontare le sfide di questo cammino.

Infine, desidero rivolgere un grazie a me stessa, ai sacrifici, alla determinazione e tenacia che mi hanno permesso di affrontare le sfide di questi tre anni e arrivare fin qui. Ad maiora semper!

Nomenclatura

$+$	Unità di parete
$\hat{\cdot}$	Variabile dimensionale
p	Pressione
x	Coordinata in direzione del flusso
y	Coordinata normale alla superficie
z	Coordinata in direzione trasversale
$\hat{\mathbf{u}}$	Vettore velocità
ρ	Densità del fluido
μ	Viscosità dinamica del fluido
ν	Viscosità cinematica del fluido
Re	Numero di Reynolds
u_τ	Velocità delle fluttuazioni turbolente
τ_0	Sforzo di taglio sulla parete piana
τ	Sforzo di taglio sulla parete con le riblets
c_f	Coefficiente di attrito sulla parete
h_{pl}	Altezza di protrusione longitudinale
h_{pc}	Altezza di protrusione trasversale
t	Spessore della punta delle riblets
s	Periodo trasversale delle riblets

h	Altezza delle riblets
k	Costante di Von Kàrmàn
B, C, D	Costanti
λ	Lunghezza d'onda della sinusoide
β	Angolo riblet sinusoidale rispetto a x
a	Ampiezza della sinusoide
l	Scala microscopica di lunghezza
L	Scala macroscopica di lunghezza
$\hat{\lambda}_x, \hat{\lambda}_z$	Navier's slip coefficients
$\hat{K}_{xy}^{ITF}, \hat{K}_{zy}^{ITF}$	Interface permeability coefficients
t	Scala di tempo
\hat{u}_{inner}	Velocità microscopica
\hat{u}_{outer}	Velocità macroscopica
ϵ	Rapporto lunghezze
Re_μ	Numero di Reynolds microscopico
Re_τ	Numero di Reynolds di taglio
S_{12}	Sforzo di taglio lungo x
S_{22}	Sforzo di taglio lungo y
S_{32}	Sforzo di taglio lungo z
u^+	Variabile dipendente microscopica
y_∞	Altezza del dominio fluido

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Strato limite turbolento	1
1.2	Origine biomimetica	2
1.3	Meccanismo fisico	3
2	Studio della letteratura	4
2.1	Storia delle riblets	4
2.2	Riduzione dell'attrito superficiale	12
2.3	Applicazioni	14
2.3.1	Riblets per aerei	14
2.3.2	Foglie di loto: un sistema autopulente	16
2.4	Produzione	17
2.5	Storia delle riblets sinusoidali	18
3	Modello matematico	24
3.1	Riblets longitudinali, infinitamente allungate	24
3.1.1	Equazioni iniziali, continuità e quantità di moto	26
3.1.2	Definizione delle scale ed equazioni adimensionali	26
3.1.3	Sviluppo asintotico del problema su microscala	28
3.1.4	Risoluzione del problema all'ordine principale $O(\epsilon^0)$	29
3.1.5	Risoluzione del problema al primo ordine $O(\epsilon^1)$	32
3.2	Riblets sinusoidali	34
3.3	Velocità di traspirazione	35
4	Riblets longitudinali	38
4.1	COMSOL Multiphysics	38
4.2	Simulazione del problema bidimensionale per λ_z e K_{zy}^{ITF}	39
4.2.1	Definizione della geometria	39
4.2.2	Modellazione basata sulla fisica	40
4.2.3	Impostazione delle condizioni al contorno	41
4.2.4	Generazione della mesh	42
4.3	Simulazione del problema bidimensionale per λ_x e K_{xy}^{ITF}	43
4.4	Analisi dei risultati del problema bidimensionale	44
4.5	Simulazione del problema tridimensionale	48
4.5.1	Definizione della geometria	48
4.5.2	Impostazione delle condizioni al contorno	49
4.5.3	Generazione della mesh	51
4.6	Analisi dei risultati del problema tridimensionale	52
4.7	Confronto tra risultati bidimensionali e tridimensionali	54
5	Riblets sinusoidali	55
5.1	Simcenter STAR-CCM+	55
5.2	Simulazione del problema sinusoidale	56
5.2.1	Definizione della geometria	56

5.2.2	Impostazione delle condizioni al contorno	59
5.2.3	Generazione della mesh	60
5.3	Analisi dei risultati del problema sinusoidale	63
6	Conclusione	69

1 Introduzione

Nella ricerca sulla riduzione dell'attrito superficiale di flussi interni ed esterni i metodi principalmente testati sono tre: ritardare la separazione dello strato limite innescando una transizione anticipata al flusso turbolento o influenzando lo strato limite mediante iniezione o aspirazione di fluido, modificare la viscosità del fluido nello strato limite mediante l'iniezione di un opportuno fluido con caratteristiche diverse o modificandone la temperatura ed, infine, sagomare la parete con scanalature (o nervature), che prendono il nome di riblets. Il primo di questi metodi è il più avanzato tecnologicamente, viene utilizzato già da tempo su alcuni tipi di ali degli aerei ed il secondo è stato proposto principalmente per flussi interni, come il trasporto di fluidi molto viscosi in condotte lunghe, mentre la sua applicazione ai flussi esterni è considerata troppo costosa. Il terzo metodo, sagomare la superficie, è molto interessante per la sua natura completamente passiva. La riduzione dell'attrito viene ottenuta riducendo lo sforzo di taglio alla parete. Grazie all'azione delle riblets, l'attrito superficiale viene ridotto al di sotto di quello di una superficie idealmente liscia. Un flusso laminare presenta il più basso valore ottenibile dello sforzo di taglio alla parete, ma l'implementazione di questo tipo di flusso su ogni parte della struttura utilizzata non è possibile, infatti la maggior parte della superficie è esposta ad un flusso turbolento. Pertanto, nella seguente trattazione verrà analizzata la riduzione dello sforzo di taglio turbolento alla parete.

1.1 Strato limite turbolento

Un flusso turbolento in prossimità di una parete piana e liscia mostra una struttura multistrato con deviazioni istantanee significative dalla direzione media del flusso. Circa mezzo secolo fa è emersa l'idea che il flusso turbolento vicino ad una parete possieda un comportamento organizzato, sostituendo la convinzione precedente che fosse semplicemente casuale ed imprevedibile e che si avvicini allo stato laminare una volta raggiunto lo strato molto vicino alla parete. Questo strato, un tempo denominato sottostrato laminare, prende oggi il nome di sottostrato viscoso.

La Figura 1.1 mostra un modello di un'istantanea linea di corrente molto vicina ad una parete liscia, come calcolato da Spalart e Robinson [2]. Per ottenere dati generalmente validi, le grandezze vengono definite in unità di parete adimensionali. La distanza y normale alla parete è espressa come $y^+ = y \cdot u_\tau / \nu$, che rappresenta un numero di Reynolds definito dalla velocità di attrito $u_\tau = \sqrt{\tau_{wall} / \rho}$, dove τ_{wall} è lo sforzo di taglio di parete, ρ è la densità e ν è la viscosità cinematica. In condizioni normali, u_τ assume un valore corrispondente a una piccola percentuale della velocità di flusso libero. La distanza in direzione longitudinale x e trasversale z sono adimensionalizzate in modo analogo a y . Nella Figura 1.1 sono anche forniti i livelli di pressione istantanea, la cui adimensionalizzazione è data da $p^+ = p / \tau_{wall}$. L'intenso scambio di quantità di moto nello strato limite turbolento è causato da flussi ad alta velocità che si avvicinano alla superficie, chiamati "sweeps" e flussi a bassa velocità

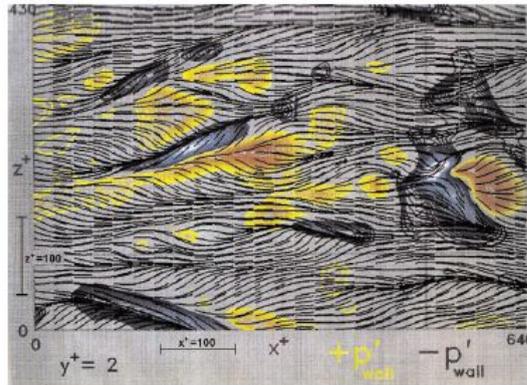


Figura 1.1: Linee di corrente istantanee vicino ad una parete liscia. Flusso da sinistra a destra. [1]

che si allontanano dalla superficie, chiamati "ejections", dirigendosi verso regioni di flusso ad alta velocità. I flussi "sweeps" si verificano principalmente nelle regioni di pressione elevata (giallo ed arancione in fig 1.1), mentre le "ejections" si verificano principalmente nelle regioni di pressione più bassa (blu e bianco in fig 1.1). Questo scambio di fluido normale alla superficie genera lo sforzo di taglio intensificato tipico di un flusso turbolento, poiché il flusso ad alta velocità viene decelerato efficacemente quando è trascinato verso la superficie. Al contrario, in un flusso laminare, dove le linee di corrente sono essenzialmente parallele, non si verificano questi eventi locali così intensi. Le "sweeps" ed "ejections" richiedono che il fluido si muova anche nella direzione trasversale z . Pertanto, ostacolare la velocità w nella direzione z ridurrà il trasferimento di quantità di moto e, di conseguenza, l'attrito superficiale. Questo può essere ottenuto tramite le riblets.

1.2 Origine biomimetica

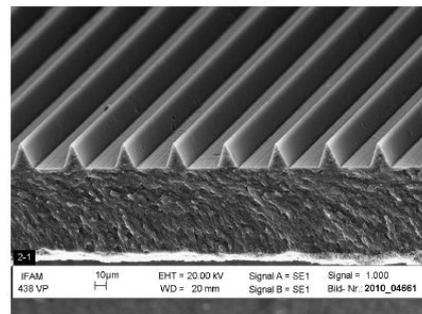
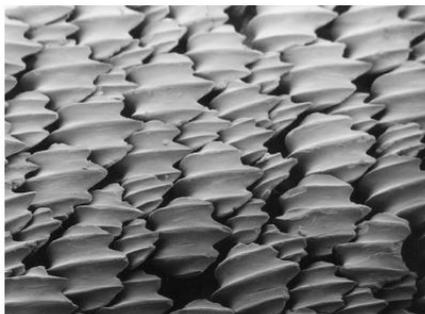


Figura 1.2: Immagini al microscopio di a) pelle di uno squalo limone di Pascal Deynat/Odontobase, Creative Commons BY-SA 3.0 e b) riblets trapezoidali di Fraunhofer IFAM.

Le riblets sono direttamente ispirate alla struttura della pelle degli squali e operano attraverso gli stessi meccanismi fisici. La superficie della pelle degli squali appare liscia e ordinaria a una visione superficiale. Tuttavia, quando esaminata attraverso un microscopio, rivela una struttura completamente diversa. Piccoli denti e scanalature ricoprono la superficie, conferendole un aspetto simile a quello della carta vetrata. Questi "denticoli dermici" sono scaglie di varie dimensioni, a seconda della

loro posizione sul corpo dello squalo. Inoltre, specie diverse di squali mostrano distribuzioni e forme di scaglie diverse. Un tratto comune di queste scanalature è il loro orientamento parallelo al flusso dell'acqua sulla pelle. Le diverse caratteristiche della struttura della pelle degli squali conferiscono loro benefici significativi e sono un motivo della loro superiorità evolutiva. Le scaglie forniscono una migliore protezione contro la concorrenza e, allo stesso tempo, vantaggi contro le incrostazioni, riducendo l'attaccamento di materiale organico come batteri o alghe. La principale funzione di questa particolare struttura superficiale è quella di ridurre l'attrito della pelle durante il nuoto. Ciò consente agli squali di nuotare più velocemente e di risparmiare energia. La scoperta di questa capacità ha segnato l'inizio dello studio delle riblets e ha portato allo sviluppo di applicazioni tecniche.

1.3 Meccanismo fisico

Le riblets sono sottili e lunghe creste (o solchi, se viste dal lato negativo) che si estendono parallelamente alla direzione del flusso, conferendo una rugosità anisotropa alla superficie. Interagendo con lo strato limite turbolento, possono produrre una riduzione dell'attrito superficiale nei flussi turbolenti fino al 10%, se progettate e dimensionate correttamente.

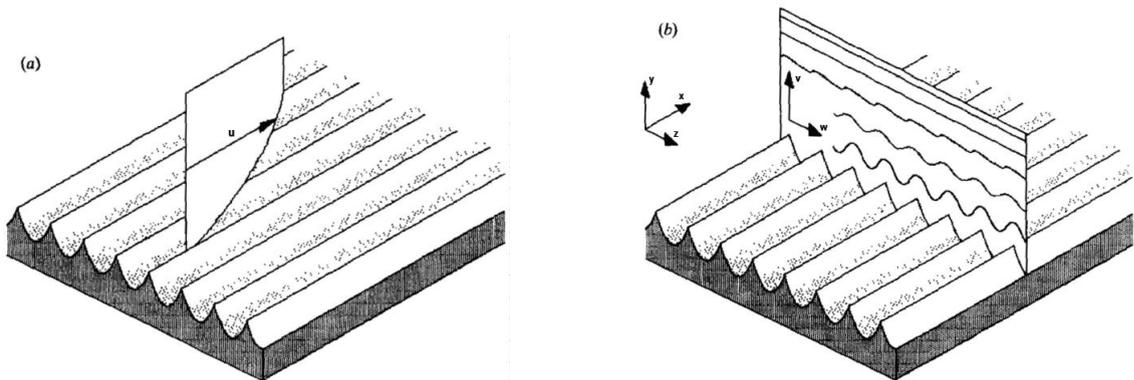


Figura 1.3: Rappresentazione di un flusso turbolento, a) longitudinale medio e b) trasversale, su una superficie scanalata [3].

Per massimizzare i benefici in termini di efficienza, le dimensioni ed il periodo in direzione trasversale s delle riblets devono essere adattati alle condizioni di flusso locali, variando quindi in dimensioni ed orientamento a seconda della posizione specifica sulla superficie dell'oggetto. La dimensione ottimale delle riblets dipende principalmente dalle proprietà del fluido, in particolare dalla viscosità, e dalle condizioni del flusso, principalmente dalla velocità. Il principio di funzionamento delle riblets può essere suddiviso in due meccanismi principali. In primo luogo, ostacolano i flussi trasversali e le loro fluttuazioni di velocità, riducendo così l'espulsione dei vortici nelle aree esterne dello strato limite e quindi gli sforzi di taglio di Reynolds associati al flusso turbolento. In secondo luogo, sollevano i vortici longitudinali dalla superficie, portandoli ad interagire principalmente con le punte delle riblets. Questo porta ad una riduzione complessiva del trasporto di quantità di moto e della turbolenza vicino alla parete, poiché l'elevato sforzo di taglio, causato dalle elevate velocità, si verifica principalmente alle punte.

2 Studio della letteratura

2.1 Storia delle riblets

La storia ha origine con il "paradosso di Gray". Nel 1936, Sir James Gray, uno zoologo britannico specializzato nel movimento degli animali, avanzò l'idea di un'enorme discrepanza tra la velocità del delfino e la presunta potenza fisiologica necessaria per raggiungere tale velocità. Attratto da questa disparità, nel 1960 l'ingegnere aeronautico tedesco Max Kramer ipotizzò che, a causa della conformità della pelle del delfino, essa interagisse con l'acqua che scorre sulla superficie del corpo in modo tale da stabilizzare il flusso e ritardare la transizione alla turbolenza. Questo ritardo nell'inizio della turbolenza avrebbe comportato una drastica riduzione dell'attrito superficiale. Il "paradosso di Gray" è stato poi confutato nel 2008. Le prime ricerche fondamentali sulle riblets sono state condotte presso il Centro di ricerca della NASA Langley a partire dal 1976, sotto la guida dello scienziato Michael J. Walsh e del suo team. Nei loro primi esperimenti hanno testato le riblets a forma di V su piastre piane di alluminio all'interno di una galleria del vento. Questo lavoro ha catturato l'interesse di 3M, che ha suggerito che l'applicazione delle riblets sarebbe stata più semplice e efficace su una pellicola di plastica stampata. In collaborazione con 3M, hanno quindi sviluppato e prodotto tale pellicola, la quale è stata successivamente valutata presso il Centro di ricerca della NASA. Un ulteriore studio condotto da Walsh presso il NASA Langley Research Center, pubblicato nel 1986, ha evidenziato il considerevole potenziale di riduzione della resistenza al fluido e dei conseguenti risparmi economici derivanti dall'uso delle riblets nel settore dell'aviazione.

L'altra importante base scientifica per lo sviluppo della tecnologia riblet è stata posta in Germania presso il Centro aerospaziale tedesco (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt – DLR). Numerosi esperimenti e prove di volo sulla riduzione dell'attrito tramite riblets sono stati condotti dall'ingegnere aerospaziale tedesco DW Bechert e dal suo team. Bechert e Bartenwerfer [4], nel 1989, hanno osservato che la dimensione ottimale delle riblets è nell'ordine di grandezza dell'altezza del sottostrato viscoso del flusso turbolento. Nello strato viscoso, che si estende per le prime unità di parete al di sopra della superficie, la fisica di un flusso turbolento è dominata dalle forze viscose. Quest'ultima situazione corrisponde ad un numero di Reynolds basso $s^+ = s \cdot u_\tau / \nu$, dove s è il periodo delle riblets in direzione trasversale. In questa regione, i termini convettivi nelle equazioni di Navier-Stokes possono essere trascurati rispetto ai termini viscosi, consentendo lo studio del flusso attraverso le equazioni di Stokes lineari. Grazie alla linearità, le componenti del flusso longitudinale e trasversale possono essere studiate separatamente. Bechert e Bartenwerfer [4] e Luchini et al. [3] hanno proposto che l'azione delle riblets è basata sul concetto che, in condizioni di flusso viscoso, la superficie scanalata equivale ad una superficie piana situata in un'origine virtuale al di sotto della punta delle riblets, da cui il profilo di velocità ha origine.

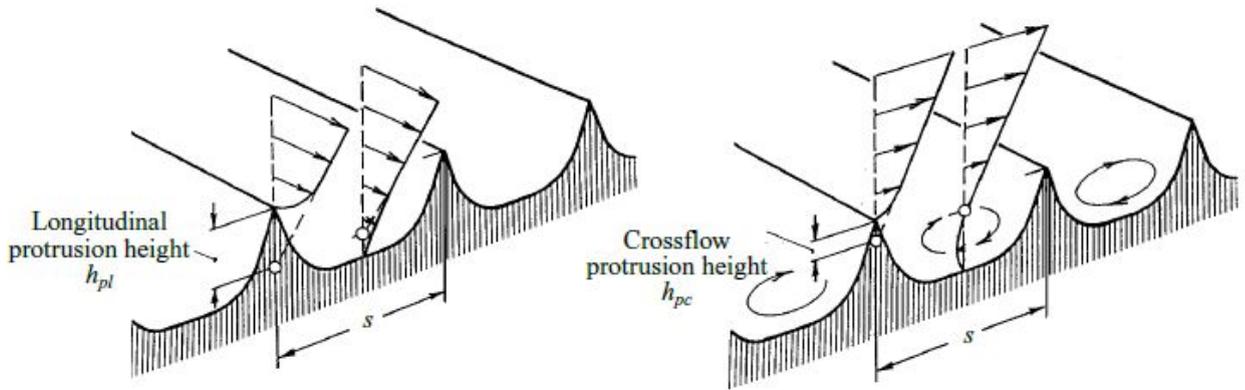


Figura 2.1: Flusso viscoso longitudinale e trasversale su una superficie scanalata.

La distanza tra l'origine virtuale del flusso longitudinale e la punta delle riblets viene chiamata "altezza di protrusione longitudinale", h_{pl} , e la distanza tra l'origine virtuale del flusso trasversale e la punta delle riblets viene chiamata "altezza di protrusione trasversale", h_{pc} . Le altezze di protrusione longitudinale e trasversale sono parametri geometrici poiché sono uniche per una data geometria e si adattano linearmente con le dimensioni spaziali. h_{pl} e h_{pc} dipendono dall'origine del sistema di riferimento, per comodità geometrica viene posta sulla punta delle riblets.

Luchini et al. [3], nel 1991, hanno proposto un'ulteriore approssimazione. Le equazioni di Stokes possono essere semplificate alle equazioni di Stokes stazionarie (o quasi-stazionarie, come dovrebbero più propriamente essere chiamate in tale applicazione). La spiegazione è che i termini di inerzia e convettivi delle equazioni di Navier-Stokes sono più o meno dello stesso ordine di grandezza in uno strato limite turbolento e, quindi, quando questi ultimi sono trascurabili, lo sono anche i primi. Luchini ed il suo team, nella loro analisi del flusso di Stokes di un fluido attraverso le scanalature della superficie, volevano dimostrare quantitativamente che le riblets offrono una maggiore resistenza al flusso trasversale rispetto a quello longitudinale in termini di differenza delle due altezze di protrusione. Il parametro di interesse, che influenza effettivamente l'azione ostacolante delle riblets sul flusso, è la differenza tra le due altezze $\Delta h = h_{pl} - h_{pc}$, la quale non dipende dal sistema di riferimento considerato. Luchini ed il suo gruppo hanno sviluppato una teoria analitica per lo studio di due casi limite: scanalature poco profonde di qualsiasi forma e scanalature infinitamente profonde. In entrambi i casi hanno dimostrato che Δh è sempre positivo, pertanto, l'origine virtuale del flusso trasversale è più vicina alle punte delle riblets rispetto a quella del flusso longitudinale, cioè $h_{pc} < h_{pl}$. Ciò implica che il flusso trasversale subisce sempre una maggiore resistenza rispetto al flusso medio longitudinale, causando una riduzione del trasferimento della quantità di moto e dello sforzo di taglio vicino alla parete. L'espressione ottenuta per Δh è quadratica, quindi assume valori positivi per qualsiasi forma della superficie. Per scanalature poco profonde l'effetto delle riblets sul flusso è molto limitato, poiché le altezze di protrusione longitudinale e trasversale risultano dello stesso ordine di grandezza e la loro differenza è solo del secondo ordine rispetto alla profondità della scanalatura. Per scanalature infinitamente profonde, l'altezza di protrusione trasversale ottenuta, una volta normalizzata con il periodo, è $h_{pc}/s = 0.0885657$. Combinando questo

valore con quello dell'altezza di protrusione longitudinale per scanalature infinitamente profonde ricavato da [4], $h_{pl}/s = 0.220635$, si ottiene $\Delta h/s = 0.132069$, che risulta essere il valore massimo ottenibile della differenza per un dato periodo. Dal punto di vista numerico, Luchini ed i suoi colleghi hanno sviluppato un algoritmo che permette di calcolare le due altezze di protrusione per un generico profilo della parete. Si riportano i risultati ottenuti per tre geometrie diverse delle scanalature: cosinusoidali, triangolari e paraboliche.

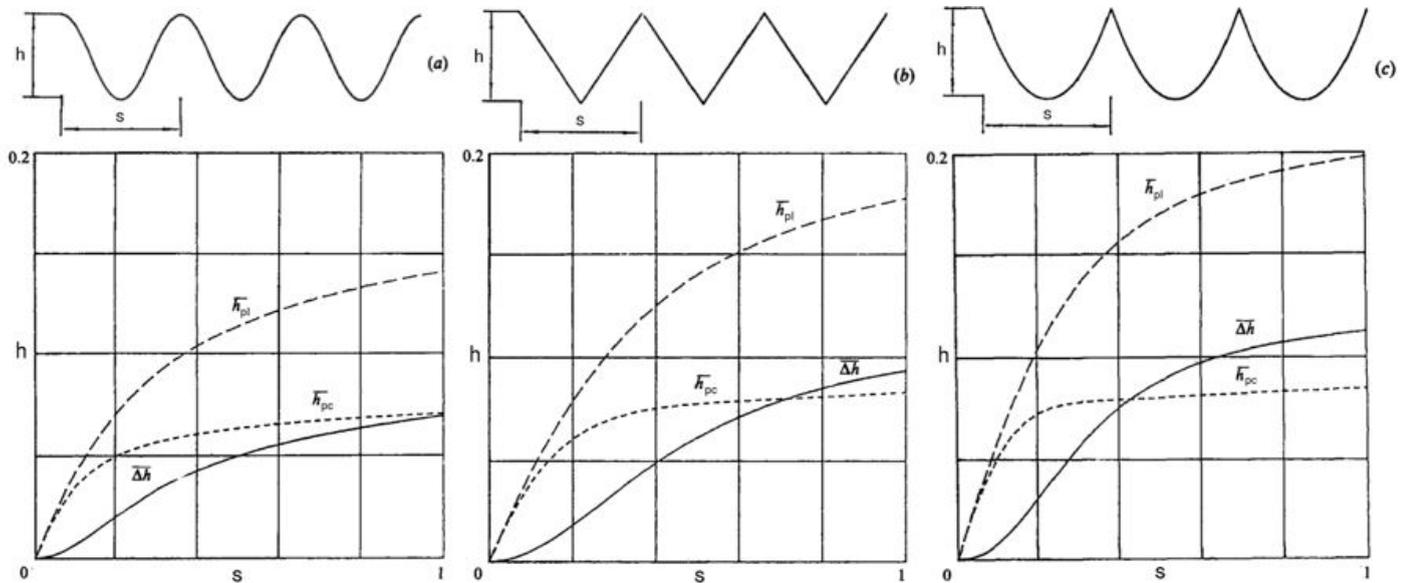


Figura 2.2: Altezze di protrusione h_{pl} longitudinale e trasversale h_{pc} per riblets a) cosinusoidali, b) triangolari e c) paraboliche in funzione del periodo s [3].

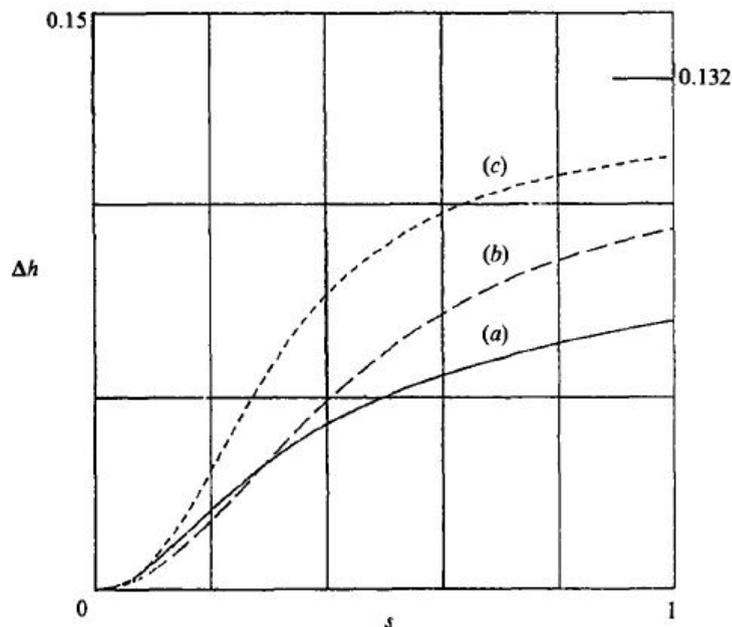


Figura 2.3: Confronto dell'andamento della differenza delle altezze di protrusione per riblets a) cosinusoidali, b) triangolari e c) paraboliche in funzione del periodo s [3].

In tutti e tre i casi si può notare che per $s \approx 0$ le curve di h_{pc}/s e h_{pl}/s sono tangenti tra loro mentre $\Delta h/s$ tende a zero quadraticamente, in accordo con i risultati per scanalature poco profonde, mentre per $s \rightarrow \infty$ le tre curve tendono ai valori limite delle scanalature infinitamente profonde. Tuttavia, la velocità con cui ciascuna curva si avvicina al valore limite corrispondente è diversa. I tre grafici di $\Delta h/s$ sono riportati insieme nella figura 2.3. È interessante notare che la curva di h_{pc} tende ad avvicinarsi al valore limite ed a diventare piatta significativamente prima della curva di h_{pl} , suggerendo che il flusso longitudinale penetra più in profondità nelle riblets e che quindi "vede" il fondo più a lungo rispetto al flusso trasversale. Questa osservazione è in linea con il fatto che $h_{pl} > h_{pc}$.

Precedenti ricerche hanno riscontrato che le riduzioni tipiche dell'attrito superficiale tramite l'utilizzo di riblets con profilo a dente di sega (scanalature triangolari) sono circa del 5%. Bechert et al. [5], nel 1997, hanno ottenuto un notevole miglioramento rispetto a questo valore tramite un'ottimizzazione sperimentale sistematica. Una caratteristica fondamentale dei loro esperimenti è stato l'utilizzo di un canale petrolifero a sezione rettangolare che funzionava in condizioni di flusso turbolento. Il numero di Reynolds del canale poteva essere variato tra $Re_{ch} \approx 5000$ e $Re_{ch} \approx 33000$. Hanno utilizzato dei turbolatori regolabili per ottenere un profilo simmetrico della velocità media nel canale e che non variasse tra 5 m a monte della sezione di prova e la sezione di prova stessa. Precedenti esperimenti nelle gallerie del vento dovevano fare i conti con dimensioni molto piccole delle riblets, che tipicamente avevano un periodo laterale di circa 0,5 mm o meno. Nel loro esperimento le riblets avevano una distanza laterale variabile tra circa 2 e 10 mm. Questa maggiore dimensione delle strutture superficiali ha permesso la realizzazione di superfici di prova con geometria regolabile tramite metodi meccanici convenzionali. Inoltre, il canale petrolifero da loro utilizzato era dotato di un innovativo sistema di bilanciamento dello sforzo di taglio con una precisione senza precedenti pari a 0,3%. L'elevata precisione era ottenuta confrontando direttamente lo sforzo di taglio su una piastra di prova ricoperta da riblets con quello su una piastra di riferimento liscia. Questa precisione includeva errori dovuti al disallineamento delle piastre nel canale. Le misurazioni sono state effettuate con gradiente di pressione pari a zero. Gli esperimenti coprivano una gamma ampia di parametri grazie alla possibilità di regolare la geometria della superficie ed al funzionamento automatico del canale. Le prime misurazioni sono state effettuate su riblets con scanalature triangolari e semicircolari. In primo luogo, Bechert ed il suo team volevano confrontare i dati raccolti nel loro canale petrolifero con quelli precedentemente ottenuti da altri studi in galleria del vento. La configurazione con riblets a dente di sega era dotata di un angolo di profilo di 60° , simile a quella testata da Walsh [6],[7], che era caratterizzata da un angolo di profilo di 54° e da un'altezza delle riblets pari al periodo laterale. I dati raccolti nel canale petrolifero corrispondevano a due diverse spaziature laterali: 3,04 e 6,1 mm.

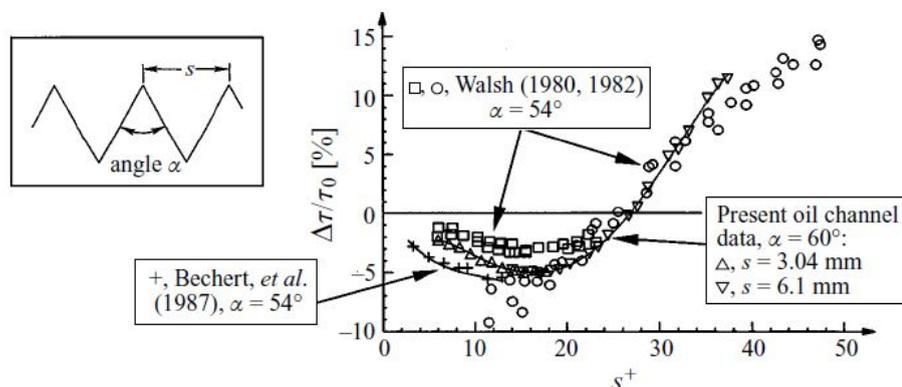


Figura 2.4: Confronto risultati per riblets a dente di sega [5].

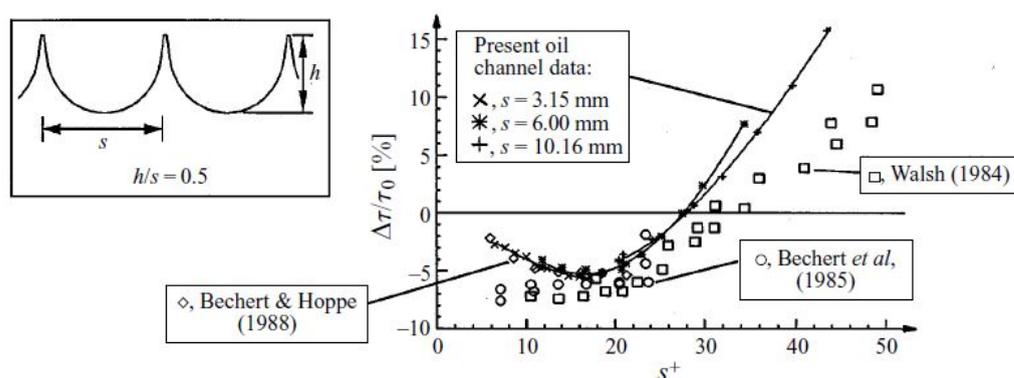


Figura 2.5: Confronto risultati per scalloped riblets con sezione trasversale semicircolare [5].

Si può notare che i dati ottenuti in galleria del vento sono meno accurati. Come introdotto precedentemente, la riduzione dell'attrito è di circa il 5%.

In secondo luogo, Bechert ed i suoi colleghi hanno condotto un altro esperimento realizzando e testando una superficie regolabile dotata di blade riblets longitudinali e di slits in modo tale da studiare i loro effetti sulla riduzione della resistenza. Sia la profondità delle scanalature che la larghezza e l'elevazione delle slits potevano essere variate separatamente e con continuità durante l'esperimento. La migliore prestazione ottenuta, a cui corrisponde una riduzione della resistenza del 7.6%, si è verificata quando le slits erano completamente chiuse. Pertanto, chiudendo completamente le slits (fessure), sono passati a determinare una profondità ottimale delle scanalature. Partendo dalla configurazione con spessore delle riblets pari a $t/s = 0.04$, a cui corrispondeva una riduzione della resistenza del 7.6%, sono passati ad uno spessore di $t/s = 0.01$. Per questa geometria hanno ottenuto una riduzione dell'8.7%, in accordo con la teoria viscosa di Bechert e Bartenwerfer [4] e Luchini et al. [3], secondo la quale a punte delle riblets più sottili corrispondono valori di $\Delta h/s$ più elevati e, quindi, migliori prestazioni. Eliminando attentamente gli effetti deleteri, la riduzione dell'attrito superficiale è stata migliorata fino al valore record di 9.9%. Il valore ottimale della profondità delle scanalature corrispondente è di $h/s = 0.5$.

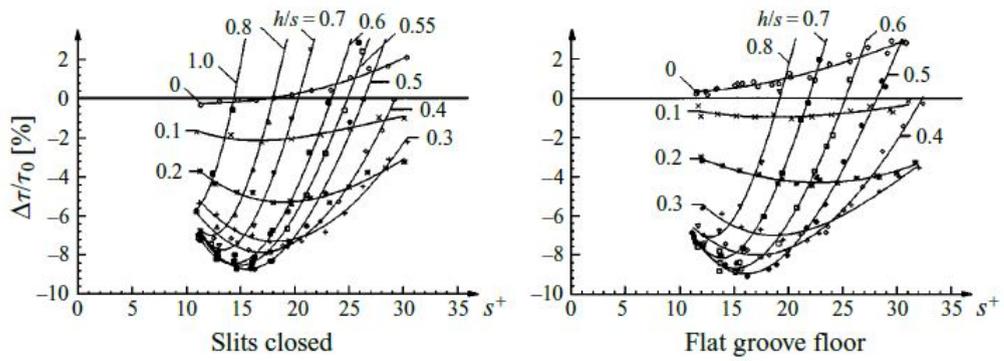


Figura 2.6: Ottimizzazione delle blade riblets con spessore $t/s = 0.01$ [5].

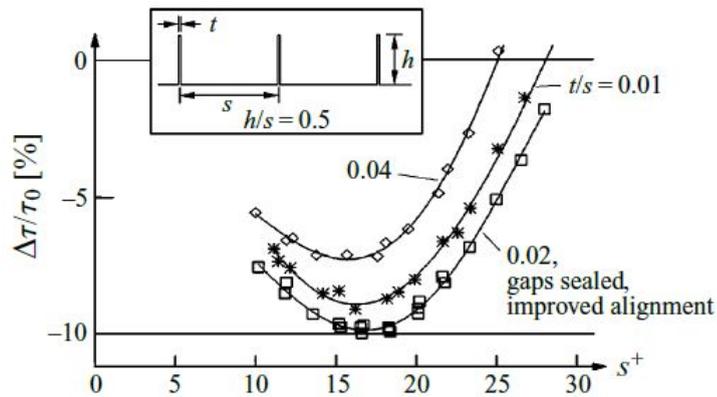


Figura 2.7: Configurazione ottimale delle blade riblets con eliminazione degli effetti deleteri [5].

Con scanalature più profonde le curve si distaccano dal regime lineare viscoso in corrispondenza di s^+ sempre più bassi, come mostrato in figura 2.6. Si suppone che ciò sia causato dallo sloshing nelle scanalature, il quale è prodotto dalle fluttuazioni turbolente della pressione sopra la superficie. Lo sloshing provoca fluttuazioni di w più elevate e, di conseguenza, incrementa il trasferimento della quantità di moto e con esso lo stress di taglio. Pertanto, è vantaggioso aumentare la profondità della scanalatura solo fino al punto in cui la saturazione di $(\Delta h/s)_{max}$ è quasi raggiunta. Per profondità della scanalatura superiori a questa, circa oltre $h/s = 0.6$, lo sloshing diventa sempre più importante e le prestazioni peggiorano. In base a questo limite imposto dallo sloshing, Bechert ed il suo team sono arrivati alla conclusione che le blade riblets siano la migliore configurazione per ottenere un'elevata riduzione dell'attrito superficiale. Ciò è dovuto al fatto che un $\Delta h/s$ elevato si ottiene anche con una scanalatura relativamente poco profonda ($h/s = 0.5$).

La riduzione della resistenza al fluido è funzione della dimensione delle riblets espressa in unità di parete, $L^+ = L \cdot u_\tau / \nu$. Considerando una generica lunghezza L , l'andamento della curva della riduzione della resistenza nel regime viscoso è lineare ed è caratterizzato dalla pendenza

$$m_L = -\frac{\partial(\Delta\tau/\tau_0)}{\partial L^+} \text{ per } L = 0, \quad (2.1)$$

in modo tale che $\Delta\tau/\tau_0 = m_L \cdot L^+$. Precedentemente gli scienziati usavano il periodo laterale s^+ oppure l'altezza delle riblets h^+ come dimensione caratteristica. Un'approssimazione spesso utilizzata è che $s_{opt}^+ \approx 15$, più precisamente questo valore varia tra 10 e 20 poiché è funzione della geometria delle riblets. Il parametro adatto dovrebbe riuscire a predire la posizione L_{opt}^+ in cui termina il comportamento lineare e collassare il più possibile la curva della riduzione della resistenza. García e Jiménez [8], nel 2011, hanno testato scale alternative in modo tale da poter esprimere la riduzione dell'attrito in funzione di un parametro geometrico che comprenda l'influenza sia del periodo che della forma delle riblets. I migliori risultati li hanno ottenuti con la radice quadrata della sezione trasversale della scanalatura, $l_g^+ = (A_g^+)^{1/2}$.

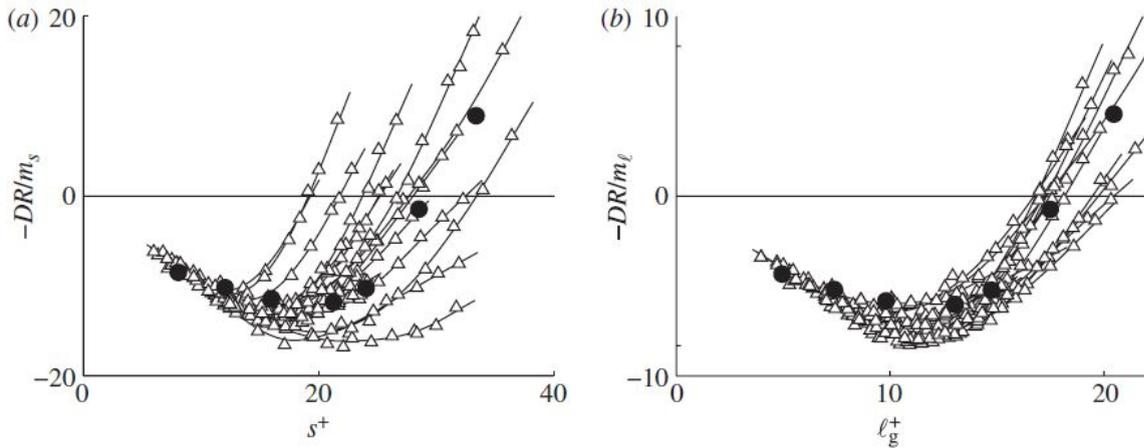


Figura 2.8: Riduzione della resistenza in funzione di a) il periodo e b) la radice quadrata della sezione trasversale della scanalatura. I triangoli vuoti rappresentano i risultati di Bechert et al. [5] ed i cerchi pieni rappresentano i risultati di Garcia e Jiménez [8].

I valori ottimali di s^+ o di h^+ hanno una dispersione nell'ordine del 40%, mentre il valore ottimale l_g^+ varia solo di circa il 10% intorno a $l_{g,opt}^+ \approx 10.7 \pm 1.0$ per tutte le geometrie esaminate. La figura 2.8 mostra che c'è un buon collasso dei dati con l_g^+ , almeno per $l_g^+ \leq 15$. Per le diverse geometrie rappresentate, DR_{max} è circa l'83% del valore che si otterrebbe dall'estrapolazione del regime viscoso lineare fino a $l_{g,opt}^+$. L'approssimazione

$$DR_{max} = 0.83 \cdot m_l \cdot l_{g,opt}^+ \approx 8.9m_l, \quad (2.2)$$

dove $l_{g,opt} = 10.7$, è abbastanza accurata per riblets convenzionali.

Un concetto non ancora compreso del tutto fino a quel periodo è il motivo per cui, dopo un certo valore delle dimensioni delle riblets, si verifica la rottura del regime viscoso causando l'aumento della resistenza turbolenta. Le teorie proposte in letteratura si dividono in due grandi gruppi. La prima è che l'effetto delle riblets sul flusso trasversale perde efficacia una volta che si spostano oltre il regime di Stokes. Ad esempio, Goldstein e Tuan [9] hanno suggerito che il deterioramento è dovuto alla generazione di vortici secondari longitudinali sopra le riblets. Il secondo gruppo di teorie presuppone che l'aumento della resistenza coincide con l'alloggiamento di vortici quasi longitudinali all'interno delle scanalature delle riblets. Tuttavia, tutte

queste osservazioni riguardano $s^+ = 30 - 40$, ben oltre la dimensione ottimale. García e Jiménez [8] hanno proposto una diversa causa di questa rottura eseguendo una serie di esperimenti di simulazione numerica su canali con riblets di dimensioni che variavano dalla riduzione all'aumento della resistenza. Hanno osservato che la rottura del regime lineare non è correlato con la rottura del comportamento di Stokes della velocità longitudinale lungo le scanalature. Anche quando la resistenza sta già aumentando, la velocità di scorrimento sul piano delle punte delle riblets rimane proporzionale alla dimensione delle stesse. La resistenza extra deriva dalla formazione di un sistema di vortici trasversali vicino alla parete, la cui intensità cresce rapidamente con la dimensione delle riblets.

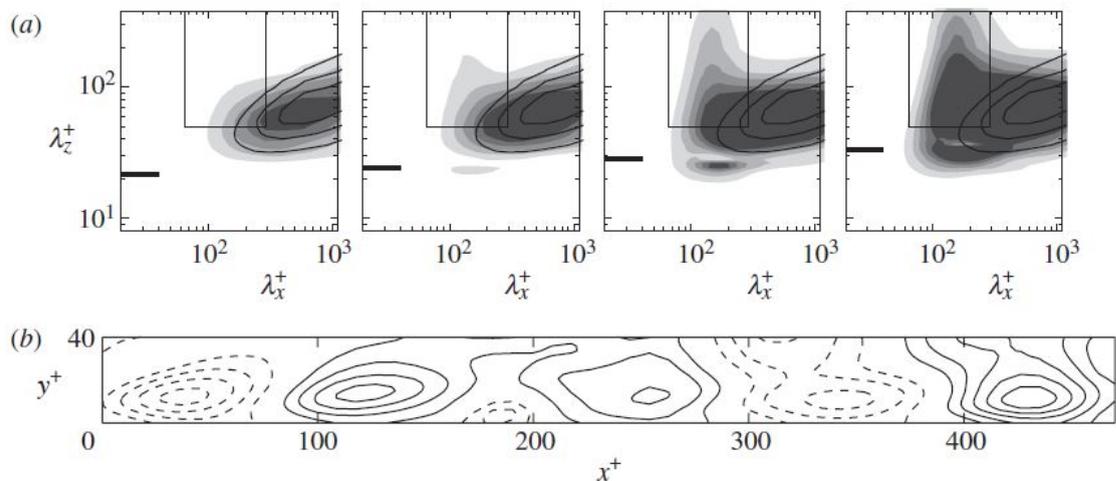


Figura 2.9: a) Spettri bidimensionali dello sforzo di taglio di Reynolds a $y^+ \approx 4$ sopra le punte delle riblets, con blade riblets di spessore $t/s = 0.25$. Da sinistra a destra, $l_g^+ \approx 13, 15, 17$ e 20 . Le linee di contorno continue sono riferite ad una parete liscia. b) Linee di flusso medie istantanee vicino alla parete nel piano $x - y$, per $l_g^+ \approx 17$, in un volume di simulazione con $L_z^+ \approx 850$. Le linee continue rappresentano rulli che ruotano in senso orario [8].

Tali strutture, mostrate in figura 2.9, hanno lunghezza d'onda nella direzione del flusso pari a $\lambda_x^+ \approx 150$ ed esistono solo al di sotto di $y^+ \approx 30$, con y^+ riferito alla punta delle riblets. Questi vortici sono lunghi nella direzione trasversale e si estendono da $\lambda_z^+ \approx 50$ all'intera larghezza del canale. I rulli sono centrati a $y^+ \approx 10 - 15$ e penetrano leggermente nelle scanalature delle riblets. La separazione tra rulli dello stesso segno in direzione longitudinale è $\lambda_x^+ \approx 150$, in accordo con gli spettri. Queste nuove strutture trasversali sono responsabili della maggior parte del degrado delle prestazioni tipico delle riblets di grandi dimensioni. La loro formazione è stata attribuita ad un'instabilità di tipo Kelvin-Helmholtz. García e Jiménez hanno adattato questa teoria generale alle superfici riblets. Il modello concettuale è che il flusso longitudinale di Stokes è guidato, lungo le scanalature, dalla variazione di pressione del sovrastante flusso turbolento e che le risultanti variazioni longitudinali della velocità all'interno delle scanalature danno origine a questo tipo di instabilità. I risultati ottenuti da questo modello suggeriscono che il flusso diventa instabile oltre $l_g^+ \approx 11$, coerente con quanto trovato empiricamente dal ridimensionamento della curva della resistenza.

2.2 Riduzione dell'attrito superficiale

L'azione delle riblets sulla riduzione della resistenza al fluido è già stata introdotta nella sezione 2.1. Si basa sull'osservazione che queste scanalature longitudinali ostacolano maggiormente il flusso trasversale rispetto a quello longitudinale, allontanando i vortici dalla superficie e diminuendo lo scambio della quantità di moto e la turbolenza vicino alla parete. La quantità che effettivamente rappresenta l'effetto ostacolante delle riblets sul flusso trasversale è Δh . Per una data geometria, Δh è una frazione costante del periodo laterale s , pertanto, all'aumentare di quest'ultimo aumenta anche Δh . La riduzione dell'attrito superficiale è proporzionale a $\Delta h/s$ nel sottostrato viscoso, come è mostrato in figura 2.10 dove, per bassi numeri di Reynolds s^+ , il comportamento è lineare.

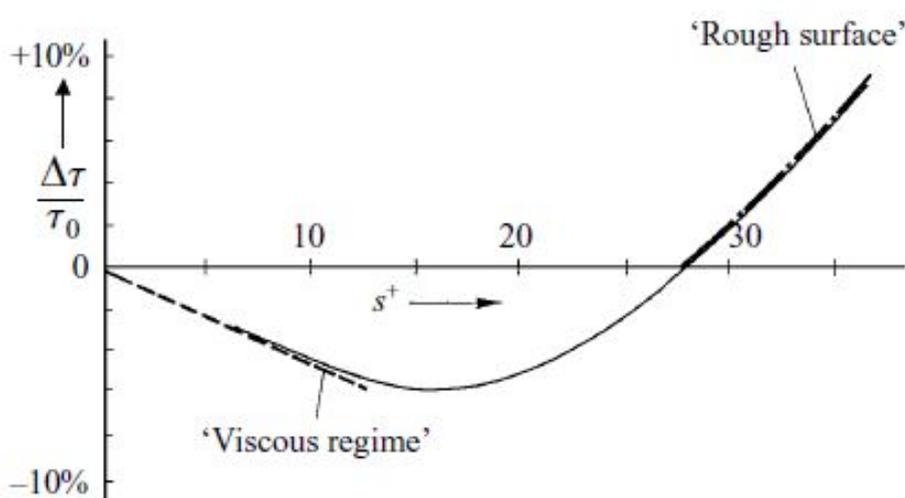


Figura 2.10: Andamento della curva della riduzione dell'attrito superficiale in funzione del periodo in unità di parete.

La pendenza iniziale della curva dovrebbe quindi assumere la forma seguente:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \propto \frac{\Delta h}{s} s^+ \quad (2.3)$$

dove $\Delta\tau = \tau - \tau_0$, con τ_0 lo sforzo di taglio sulla parete piana. Luchini ha proposto una connessione quantitativa tra Δh , la differenza tra le altezze di protrusione e la pendenza iniziale della curva. Si assume che per w e tutte le altre proprietà della turbolenza sia rilevante solo l'origine del flusso trasversale. Il flusso turbolento al di sopra del sottostrato viscoso vede l'origine del flusso trasversale come la sua origine, quindi, lo spessore del sottostrato viscoso risulta incrementato di Δh . Un aumento di spessore del sottostrato viscoso corrisponde ad una riduzione della resistenza.

Il profilo di velocità turbolento nel sottostrato viscoso assume la forma $u^+ = y^+$, espressa in unità di parete. Al di sopra di questo strato si trova il regime logaritmico in cui il profilo di velocità ha la seguente forma:

$$\frac{u}{u_\tau} \equiv u^+ = \frac{1}{k} \log(y^+) + B \quad (2.4)$$

con k e B coefficienti universali e k prende il nome di costante di Von Kàrmàn. La presenza delle riblets comporta uno spostamento dell'intero profilo verso l'alto di una quantità pari a $\Delta y^+ = \Delta h^+$, dove Δh^+ è la differenza di altezza di protrusione espressa in unità di parete, ed un aumento della velocità pari a $\Delta u^+ = \Delta y^+ = \Delta h^+$. Essendo lo spostamento rigido, questo aumento di velocità rimane costante per tutti gli y , ed, una volta raggiunta la regione logaritmica, equivale ad un aumento della costante B di $\Delta B = \Delta h^+$.

La teoria classica dell'attrito superficiale turbolento impone la seguente formula per il coefficiente di attrito alla parete c_f :

$$\left(\frac{c_f}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} = k^{-1} \log\left[\left(\frac{c_f}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{Re}{2}\right] + B + C - D, \quad (2.5)$$

dove k e B sono le costanti che compaiono nella legge logaritmica (2.4) mentre C e D sono costanti caratteristiche dello strato esterno non influenzato dalla struttura della parete. Partendo dalla (2.5) e considerando piccole variazioni di B , si ottiene [10]:

$$\frac{\Delta c_f}{c_f} = -\frac{\Delta B}{(2c_f)^{-\frac{1}{2}} + (2k)^{-1}} = -\frac{\Delta h^+}{(2c_f)^{-\frac{1}{2}} + (2k)^{-1}} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0}, \quad (2.6)$$

e quindi:

$$\frac{\Delta \tau}{\tau_0} = -\frac{(\Delta h/s) s^+}{(2c_f)^{-\frac{1}{2}} + (2k)^{-1}}. \quad (2.7)$$

L'equazione (2.7) fornisce un'espressione quantitativa generale del legame tra la riduzione dell'attrito superficiale e la differenza di altezza di protrusione Δh . Pertanto, per ottimizzare la riduzione dello sforzo di taglio, bisogna utilizzare una superficie riblet che presenti una differenza tra le origini virtuali del flusso longitudinale e trasversale il più alta possibile.

Tuttavia, trovare la configurazione ottimale per valori elevati di $\Delta h/s$ non implica ottenere la massima riduzione possibile dell'attrito. All'aumentare delle dimensioni delle riblets (a numeri di Reynold s^+ più alti), le ipotesi del flusso viscoso non sono più valide e la riduzione della resistenza cessa di essere proporzionale a Δh^+ . Eventualmente la riduzione della resistenza si satura ed inizia ad aumentare nuovamente quando il periodo s^+ cresce oltre una soglia ottenuta empiricamente $s^+ = s_{opt}^+ \approx 15$ [5], che corrisponde al periodo ottimale per il quale la riduzione è massima. La superficie dotata di riblets arriva a comportarsi come una superficie ruvida, come mostrato in figura 2.10. I parametri che determinano la prestazione ottimale di una data configurazione di riblets sono la sua dimensione ottimale e la pendenza della curva nel regime viscoso, entrambi dipendono dalla geometria.

2.3 Applicazioni

Le potenziali applicazioni delle riblets sono numerose grazie alla generalità del meccanismo fisico di questa tecnologia. Possono essere usate in ogni situazione di flusso turbolento. Le superfici riblet rappresentano le soluzioni più promettenti per la riduzione dell'attrito superficiale su veicoli aeronautici, marini o terrestri. Negli ultimi anni il loro utilizzo si sta diffondendo anche nei settori dell'energia, dello sport e delle applicazioni industriali.

2.3.1 Riblets per aerei

Una possibile applicazione delle riblets è sugli aerei commerciali a lungo raggio. Malgrado sia stato dimostrato come le blade riblets siano la configurazione con la migliore prestazione possibile [5], esse non sono adatte per questo utilizzo, poiché non sono durevoli e sono difficili da produrre. Pertanto Bechert et al. [5] hanno sviluppato una geometria con scanalature trapezoidali e nervature a cuneo che può essere prodotta con processi convenzionali di laminazione o fusione della plastica. Il film riblet, se è fatto di materiale plastico trasparente, consente l'ispezione ottica delle crepe sulla superficie dell'aereo. Un design adatto può essere scelto cercando un valore di $\Delta h/s$ elevato, tuttavia, nella loro ricerca, si sono concentrati su valori elevati di h_{pl} . Come profondità della scanalatura è stato preso il valore $h/s = 0,5$, che corrisponde al valore ottimale delle blade riblets.

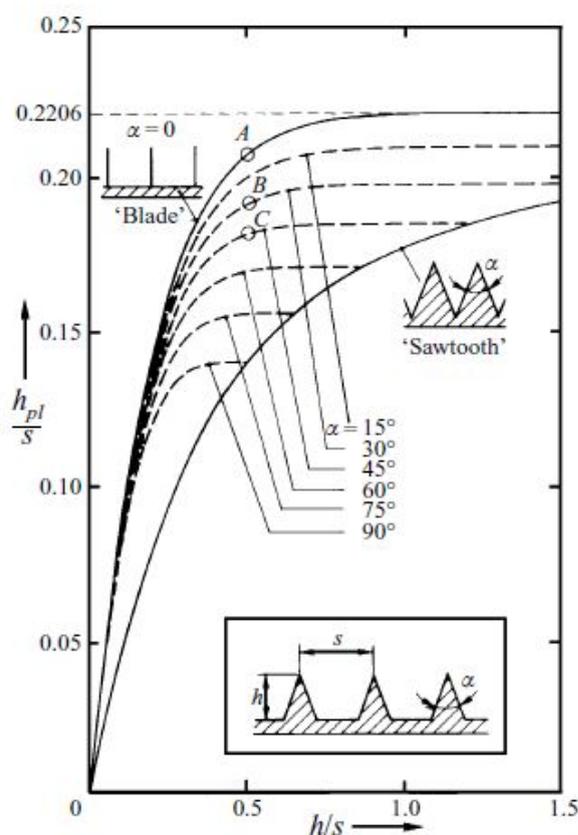


Figura 2.11: Confronto di h_{pl} tra diverse geometrie [5].

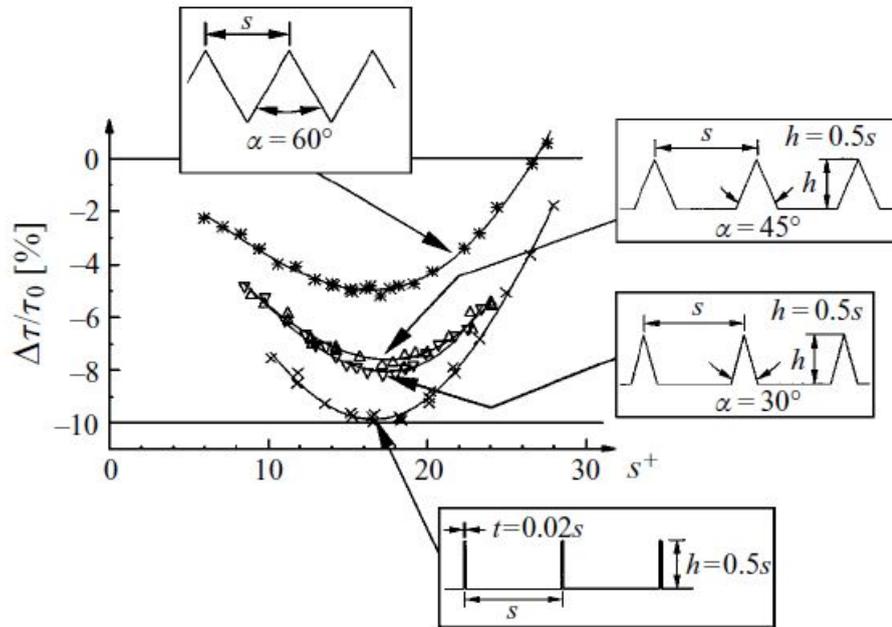


Figura 2.12: Confronto della riduzione della resistenza tra diverse geometrie [5].

Dalla figura 2.11 si nota che quanto più ci si discosta dalla configurazione delle blade riblets, a cui corrisponde un angolo di cresta pari a zero (caso A), tanto più basso diventa h_{pl}/s e con esso $\Delta h/s$. Una diminuzione del $\Delta h/s$ implica una minore riduzione dell'attrito superficiale. Pertanto, l'angolo di profilo α delle riblets deve essere il più piccolo tecnologicamente possibile, ad esempio $\alpha = 30^\circ$ (caso B) e $\alpha = 45^\circ$ (caso C). Le superfici suggerite con scanalature trapezoidali sono state realizzate e testate. I dati sperimentali sono riportati in figura 2.12. Tramite queste superfici si ottiene una riduzione dell'attrito di 8,2%, che risulta più piccola rispetto a quella ottenuta con le blade riblets (9,9%), ma più alta di quella ottenuta con le riblets a dente di sega dotate di scanalature triangolari (5,1%), che in precedenza erano considerate ottimali.

Qual è la riduzione del consumo di carburante che può essere ottenuta con l'implementazione delle riblets sugli aerei? Fino al 50% della resistenza superficiale di un aereo a lungo raggio è costituita dall'attrito turbolento alla parete. L'utilizzo delle riblets ottimizzate con scanalature trapezoidali potrebbe ridurre questa componente dell'8,2%. Coprire l'intero velivolo ridurrebbe l'attrito totale dell'aereo di circa il 4%. Tale valore è ulteriormente ridotto dal fatto che solo il 70% circa dell'aereo potrebbe essere rivestito con pellicola riblet per vari motivi (erosione di polvere sui bordi d'attacco ed in prossimità del carrello di atterraggio, rischio di distruzione del riblet film per fuoriuscita di fluido idraulico, finestre, ecc.). Pertanto, una stima per la reale possibile riduzione della resistenza superficiale totale dell'aereo sarebbe del 3%. Nel frattempo, sono stati risolti altri problemi tecnologici, come la durabilità e la tolleranza ai raggi UV. Sugli aerei a lungo raggio, i costi del carburante rappresentano circa il 30% dei costi operativi diretti. Una riduzione del 3% del consumo di carburante permetterebbe un risparmio di circa l'1% dei costi operativi diretti ed un aumento del 5% del carico utile.

2.3.2 Foglie di loto: un sistema autopulente

La straordinaria purezza del loto sacro (Nelumbo) è stata oggetto di osservazione fin dai tempi antichi. La pulizia è causata dalle gocce di pioggia, tuttavia la superficie della pianta è idrorepellente. Questa capacità delle foglie di respingere l'umidità è ulteriormente potenziata da una struttura superficiale ruvida che presenta microscopiche protuberanze. Il processo di rimozione delle particelle di sporco dalla superficie è mostrato in figura 2.13.

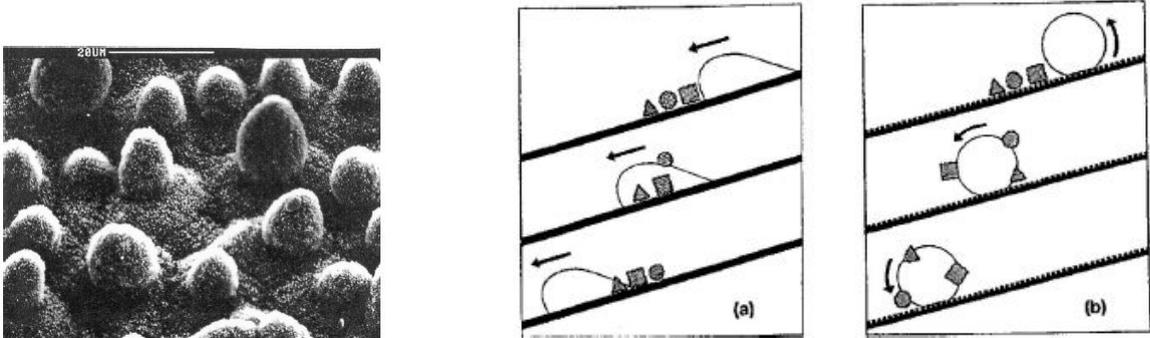


Figura 2.13: Microstruttura e meccanismo autopulente del loto. a) Una goccia d'acqua su una superficie liscia ridistribuisce le particelle di sporco. b) Una goccia d'acqua su una superficie ruvida ed idrorepellente rimuove le particelle di sporco. [11]

Questo meccanismo autopulente può essere imitato su superfici tecnologiche per ridurre la necessità di manutenzione ed i relativi costi. Il risultato è un doppio vantaggio per l'ambiente: si risparmia acqua per la pulizia e si riduce l'inquinamento della stessa. Al fine di ridurre lo sforzo di taglio turbolento, una pellicola riblet di plastica è stata testata su un aereo commerciale Airbus A340 (Cathay Pacific Airways). Un risultato sorprendente è stato che questo aereo rimaneva più pulito degli altri che non erano dotati di questa pellicola. La pulizia raggiunta suggerisce un utilizzo involontario dell' "effetto loto".

2.4 Produzione

Esistono diversi metodi per produrre superfici riblet ed ognuno presenta caratteristiche differenti.

Laser

La lavorazione laser utilizza raggi di luce focalizzati otticamente per ottenere le caratteristiche di produzione necessarie. I continui progressi nello sviluppo di questa tecnologia la rendono economicamente vantaggiosa per la lavorazione delle riblets. La lavorazione laser offre diversi vantaggi:

- Permette il trattamento di ogni punto discreto della superficie su scala microscopica, consentendo la produzione di riblets 3D con geometrie variabili.
- Consente di lavorare qualsiasi geometria di superficie. Le riblets possono essere applicate su superfici complesse che non possono essere coperte con una pellicola.
- Può trattare la maggior parte dei materiali, permettendo di ottimizzare le riblets per resistenza al calore o durata. Al contrario, altri processi sono limitati al materiale superficiale originale.

Film

La tecnologia di rivestimento del film roll-to-roll (R2R) offre la possibilità di creare film adesivi funzionali con strutture riblet. Questi film possono essere applicati manualmente o semi-automaticamente su grandi superfici e trovano applicazione nell'industria aerospaziale e nel settore dell'energia eolica. Un programma notevole in questo campo è "AeroSHARK", una collaborazione tra BASF e Lufthansa Technik per applicare pellicole riblet agli aeroplani. Nel 2022, questa tecnologia ha ottenuto la licenza aerospaziale e, nello stesso anno, SWISS è diventata la prima compagnia aerea a volare con aerei passeggeri coperti da Riblet. Nel 2023, Lufthansa ha equipaggiato i propri aerei cargo con la tecnologia AeroSHARK. La flotta di 12 aerei SWISS risparmia oltre l'1% di carburante grazie all'aumento di efficienza derivante dalle superfici riblet, traducendosi in un risparmio annuo di 4.800 tonnellate di carburante e 15.200 tonnellate di CO₂.

Rivestimento

Il terzo processo applicativo delle riblets è il rivestimento che è caratterizzato da due componenti principali: il sistema di rivestimento e il sistema di applicazione. Il processo semi-automatico di applicazione avviene con un dispositivo di rotolamento appositamente progettato. La vernice corrispondente viene spruzzata sulla superficie e successivamente una pellicola di silicone, ricoperta con la struttura riblet negativa, imprime le forme microscopiche nel rivestimento. Queste vengono poi polimerizzate con una fonte di luce UV. Il processo continuo combina l'applicazione della vernice, la goffratura della struttura riblet e la sua polimerizzazione in un unico passaggio, raggiungendo una velocità di applicazione di 1 m² al minuto.

2.5 Storia delle riblets sinusoidali

Le riblets descritte precedentemente sono chiamate riblets 2D poichè la loro forma non varia nella direzione del flusso. La riduzione dell'attrito superficiale che si riesce ad ottenere con questo tipo di configurazione è moderata. Al fine di ottenere una riduzione più elevata, sono state studiate anche riblets 3D, in cui la sezione trasversale non rimane costante nella direzione del flusso. Queste nuove configurazioni sono state ispirate dal controllo attivo, da cui si ottengono grandi quantità di riduzione della resistenza. Il controllo attivo è quel tipo di controllo che richiede un apporto di energia per l'attuazione. Uno dei nuovi metodi proposti in letteratura dedicati alla riduzione dell'attrito superficiale turbolento consiste nell'indurre dalle oscillazioni ad alta frequenza alla parete in direzione trasversale [12]. Questa strategia produce riduzioni fino al 40% e attenua la turbolenza. Si sostiene che il moto oscillatorio della parete faccia muovere i vortici longitudinali dello strato limite in una forma sinuosa, il che riduce la loro forza e, di conseguenza, la loro capacità di produrre turbolenza ed attrito. Le strategie di controllo attivo del flusso, però, richiedono sistemi più complessi da realizzare e gestire ed elevati costi di manutenzione. Tuttavia, è possibile imitare tale moto oscillatorio tramite alcuni dispositivi passivi. Modificando la forma delle riblets da dritta a sinusoidale si riesce a guidare il flusso in un moto oscillatorio, in questo modo si vanno a combinare i due meccanismi di riduzione dell'attrito superficiale (riblet e moto oscillatorio del flusso).

Peet et al. [13] hanno studiato l'effetto delle riblets sinusoidali a sezione trasversale triangolare attraverso simulazioni dei vortici (LES) del flusso turbolento di un canale. Sono state analizzate tre geometrie: riblets dritte convenzionali e due casi di riblets sinusoidali in fase con diverse lunghezze d'onda. Con riblets sinusoidali in fase si intende una configurazione in cui la spaziatura laterale rimane costante lungo la direzione del flusso.

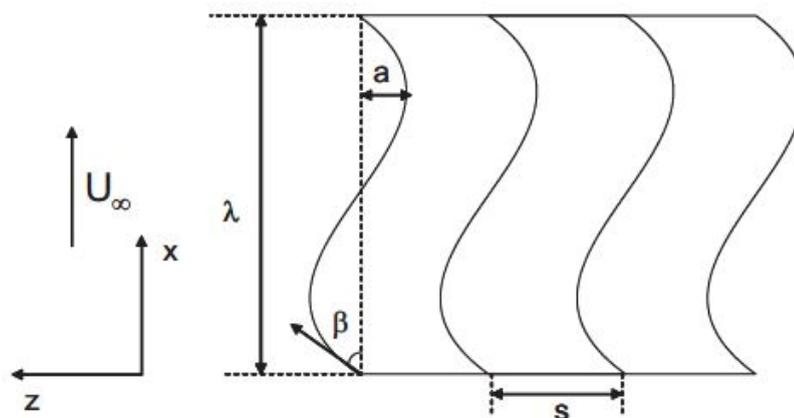


Figura 2.14: Vista dall'alto della superficie ricoperta di riblets sinusoidali in fase [13].

La geometria sinusoidale ha due parametri più importanti rispetto al caso dritto: l'ampiezza a e la lunghezza d'onda λ . Queste grandezze sono legate insieme dall'angolo $\beta = \tan^{-1}(2\pi a/\lambda)$ che la punta della riblet forma rispetto alla direzione del

flusso. Dalle simulazioni si è scoperto che la riduzione della resistenza ottenuta con riblets sinusoidali dipende fortemente dalla lunghezza d'onda. La riduzione della resistenza è inferiore rispetto alle riblets dritte quando $\lambda = 3.22\delta$, dove δ è la metà della distanza tra il punto medio tra la punta e la base della parete ricoperta da riblets e la parete piatta. Con un valore maggiore di λ pari a 6δ , si ottiene una riduzione pari a 7.4%, rispetto al 5.4% del caso dritto. Ciò significa un aumento quasi del 50%. Attraverso uno studio del flusso trasversale e della vorticità sulle varie configurazioni, Peet e Sagau hanno osservato che la forma sinusoidale della superficie forza il flusso vicino ad essa a seguire la sua curva ondulata. Il risultato è una struttura dei vortici molto diversa rispetto alle riblets dritte, le quali li spostano leggermente lontano dalla parete, ma ne lasciano l'organizzazione praticamente intatta. In questo caso, i vortici non sono più disposti in coppie parallele di vortice e contro-vortice, ma si allineano uno sopra l'altro in modo più stratificato. Questa struttura è estesa in direzione trasversale e appiattita in direzione verticale, risultando in vortici più ordinati e meno caotici. Inoltre, i riblets sinusoidali causano il distacco dei vortici in direzione del flusso. Questo fenomeno porta alla formazione di vortici alternati di segno opposto che si distaccano dalla superficie e vengono trasportati verso l'alto dal flusso trasversale. Il distacco organizzato di vorticità va ad inibire la formazione dei vortici turbolenti "classici" e riduce significativamente le fluttuazioni turbolente trasversali e l'attrito superficiale.

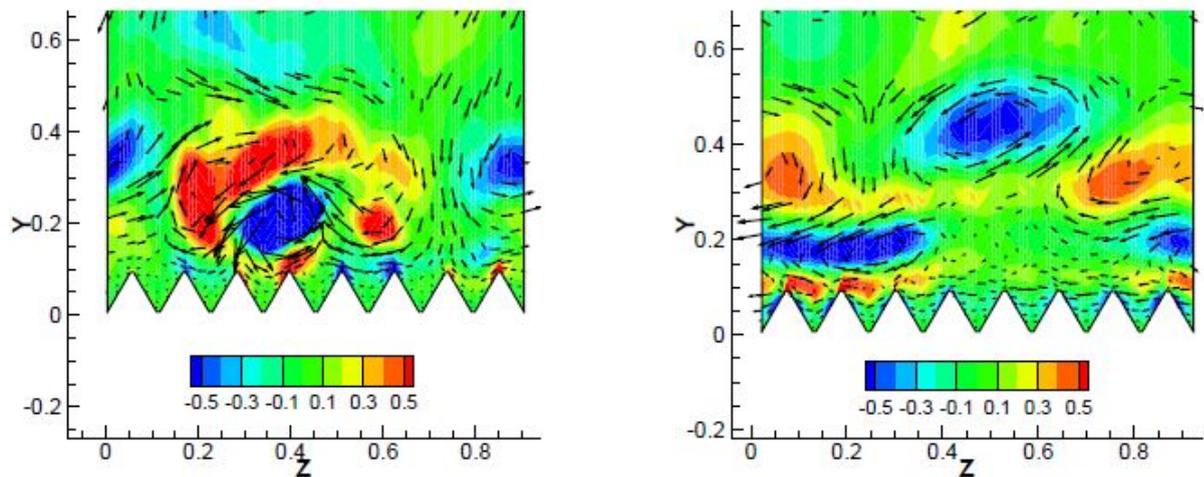


Figura 2.15: Vorticità longitudinale istantanea e velocità istantanea nel piano trasversale per a) riblets dritte e b) sinusoidali [13].

Un altro metodo di controllo attivo analizzato è noto come controllo del flusso pulsante, il quale consiste nell'applicare periodicamente al flusso accelerazioni e decelerazioni nel tempo tramite una pompa [14]. Ispirati da questo tipo di controllo, Miki et al. [15] hanno progettato una riblet a zigzag a sezione rettangolare come mostrato in figura 2.15 a.

La spaziatura laterale della riblet si espande e si contrae linearmente nella direzione del flusso, in modo tale da indurre accelerazioni e decelerazioni spaziali nella regione vicino alla parete. La riduzione della resistenza totale ottenuta con questa

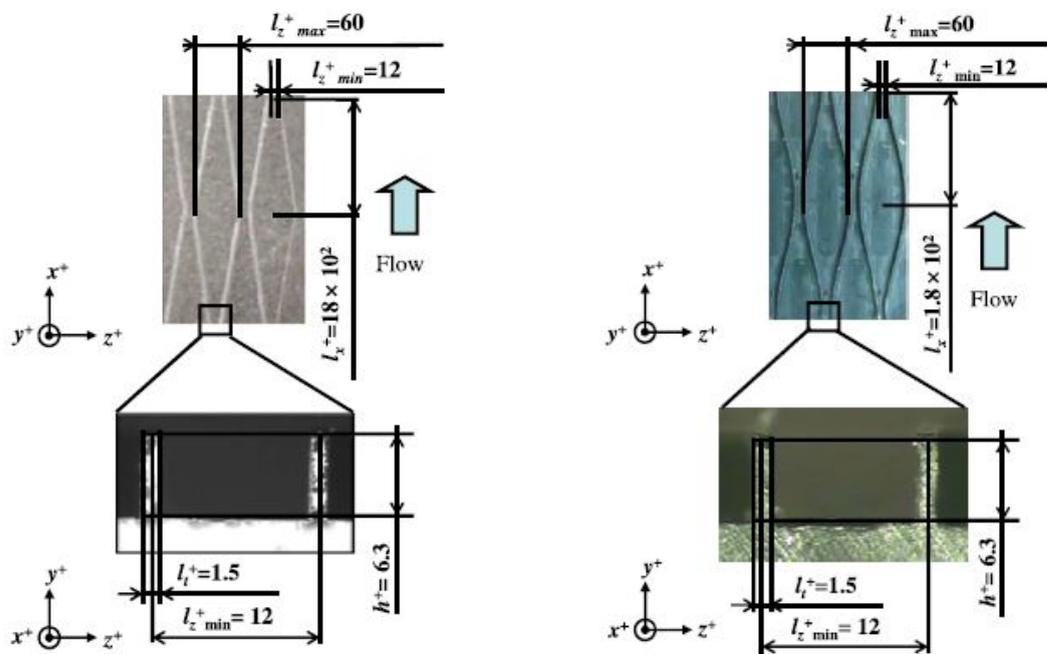


Figura 2.16: a) Riblets a zigzag a $Re=150$ [15] e b) riblets sinusoidali in controfase a $Re=150$ [16].

configurazione è pari al 9% e deriva dalla riduzione della resistenza di attrito superficiale del 23% e dall'aumento della resistenza di pressione del 14%. Sasamori et al. [16], basandosi sulla riblet a zigzag [15], hanno studiato riblets sinusoidali in controfase a sezione rettangolare, in cui la spaziatura laterale varia sinusoidalmente nella direzione del flusso, come mostrato in figura 2.15 b. La riduzione della resistenza, misurata in un flusso di un canale turbolento completamente sviluppato a $Re \approx 3.400$, è pari a 11,7%. Queste riblets sinusoidali inducono una riduzione maggiore rispetto alle riblets a zigzag [15] o alle riblets dritte ottimizzate [5]. In questo studio, Sasamori ed il suo team hanno evidenziato due ragioni della riduzione della resistenza. In primo luogo, si è notato che la presente configurazione in controfase induce rispettivamente flussi verso il basso e verso l'alto nelle regioni espanse e contratte della spaziatura laterale delle riblets, impedendo ai vortici di colpire la parete inferiore. Questi movimenti non si osservano con le riblets dritte, in cui la spaziatura laterale è inferiore al diametro dei vortici longitudinali. Di conseguenza, poichè la spaziatura laterale delle riblets sinusoidali è maggiore di quella delle riblet dritte, l'area bagnata del caso sinusoidale è più piccola, riscontrando un'elevata riduzione della resistenza. In secondo luogo, la superficie con le riblets sinusoidali sopprime gli eventi "ejection" e "sweep", inibendo i vortici longitudinali che si avvicinano alla parete inferiore. Questo meccanismo è essenzialmente simile a quello delle riblet 2D, sebbene le riblets sinusoidali sono caratterizzate da una spaziatura laterale media maggiore del diametro dei vortici longitudinali.

Come estensione dello studio precedente [16], Sasamori et al. [17] hanno esaminato l'effetto dei parametri geometrici di riblets sinusoidali in controfase a sezione rettangolare sulla riduzione della resistenza e sulle caratteristiche del flusso. Nella

loro trattazione hanno tenuto conto dei seguenti contributi: attrito superficiale sulle pareti laterali e superiore della riblet e resistenza di pressione. La riduzione massima della resistenza è stata ricavata con uno spessore $t^+ = 1,8$, altezza $h^+ = 7,5$, lunghezza d'onda $\lambda = 431,6$, ampiezza di $a^+ = 14,22$ e spaziatura laterale media di $s_{ave}^+ = 42,27$ ad un numero di Reynolds di attrito di 110 e corrisponde a circa 9,8%. Inoltre, hanno studiato l'andamento delle componenti dello sforzo di taglio di Reynolds. Lo sforzo di taglio periodico di Reynolds aumenta, tuttavia, lo sforzo di taglio casuale di Reynolds diminuisce drasticamente rispetto al caso di superficie piana, con conseguente riduzione della resistenza totale grazie alla riblet sinusoidale. Con una lunghezza d'onda più corta, la resistenza di attrito superficiale diminuisce e la resistenza di pressione aumenta a causa della separazione del flusso, aumentando la resistenza totale. Lo studio dei vortici e del loro nucleo ha mostrato che la struttura vorticoso era attenuata a causa della riblet sinusoidale. Anche se la struttura vorticoso si avvicina alla parete, essa è allontanata a causa del flusso ascendente indotto. Grazie alla riblet sinusoidale, la regione ad alto attrito superficiale sulla parete del canale è localizzata nella regione espansa della spaziatura laterale e le strutture vorticoso sono attenuate.

Le riblets sinusoidali con ampiezza maggiore riducono la resistenza di attrito, ma aumentano significativamente la resistenza di pressione. Tuttavia, non è conveniente usare un'ampiezza troppo bassa perché le prestazioni si avvicinano molto alle riblets dritte. Okabayashi [18], con l'obiettivo di ridurre la resistenza di pressione, ha applicato una modifica alla riblet sinusoidale tradizionale a sezione triangolare.

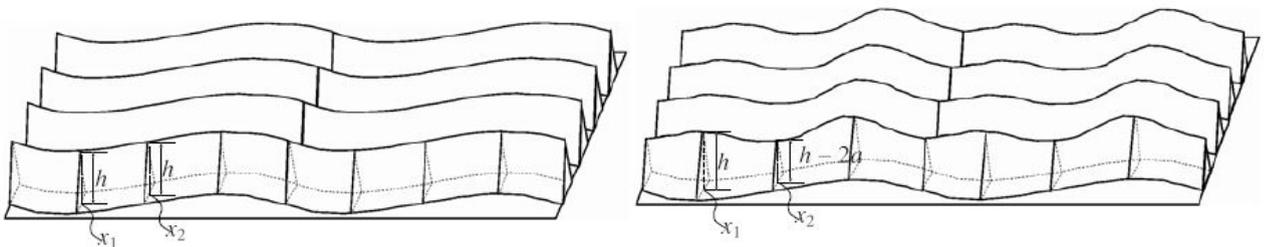


Figura 2.17: Comparazione tra riblets sinusoidali tradizionali e modificate [18].

L'altezza della parete laterale della riblet risulta abbassata verso il nodo x_2 della curva sinusoidale, mentre è mantenuta pari al caso tradizionale nella posizione anti-nodo x_1 . La variazione dell'altezza è modellata sinusoidalmente con un'ampiezza a ed una lunghezza d'onda pari alla metà di λ . La resistenza di pressione risulta massima in corrispondenza del nodo, mentre diventa nulla nell'anti-nodo. Per una riblet sinusoidale tradizionale, maggiore è l'angolo tra il flusso e la punta, maggiore è la resistenza di pressione. Attraverso simulazioni numeriche dirette (DNS), Okabayashi ha condotto un'analisi parametrica per determinare la lunghezza d'onda λ e l'ampiezza A ottimali a spaziatura e altezza fissate attorno al punto di ottimizzazione delle riblets dritte. La lunghezza d'onda e l'angolo più efficaci ricavati sono $\lambda \approx 1000$ e $\beta = (5 - 10)^\circ$. Tramite una nuova analisi parametrica, è stata determinata l'ampiezza verticale ottimale a della riblet sinusoidale modificata. La riduzione della resistenza risulta invariata rispetto al caso tradizionale con $a/h < 0,2$, mentre si nota un deterioramento delle prestazioni con $a/h \geq 0,2$. Tuttavia, la

riduzione della resistenza della riblet modificata è migliore quando s^+ si discosta dal punto di ottimizzazione dei casi sinusoidale tradizionale e dritto comparabili. Ciò indica che la robustezza delle condizioni di flusso è migliorata. Nella sua trattazione, Okabayashi ha calcolato i contributi delle pareti laterali e del fondo della riblet alla riduzione della resistenza:

- La resistenza di pressione è soppressa a causa della riduzione della superficie;
- La resistenza di attrito sulla parete inferiore della riblet sinusoidale modificata è aumentata rispetto a quella sinusoidale tradizionale, a causa dal fatto che, per un s^+ più grande, il diametro dei vortici longitudinali è relativamente piccolo, quindi il flusso può facilmente entrare nelle scanalature. Quando s^+ è più grande, questo aumento è piccolo;
- La resistenza di attrito sulla parete laterale della riblet sinusoidale modificata è ridotta rispetto a quella sinusoidale tradizionale. Per s^+ più grandi, la riduzione è grande grazie alla diminuzione dell'area superficiale ed alla diminuzione del trasferimento della quantità di moto.

Complessivamente la resistenza di attrito diminuisce.

Per quanto riguarda gli studi di riblets sinusoidali in fase, Cafiero e Iuso [19] hanno effettuato un'indagine sperimentale di uno strato limite turbolento a gradiente di pressione zero manipolato con riblets sinusoidali con scanalatura a profilo parabolico.

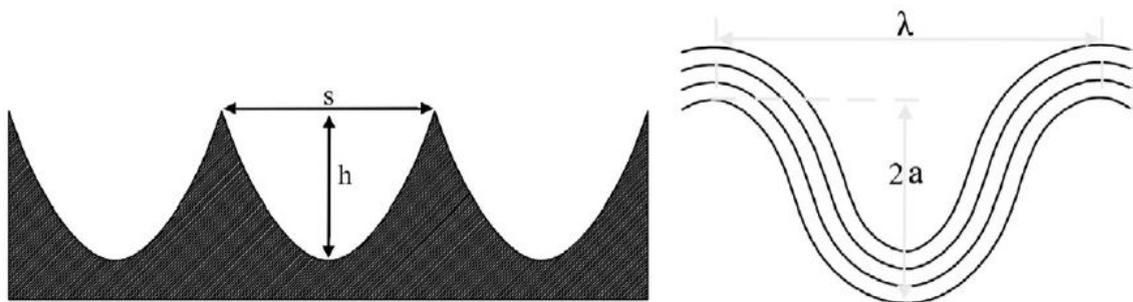


Figura 2.18: Scanalature con profilo parabolico. a) Vista trasversale e b) vista dall'alto della superficie [19].

La resistenza di attrito è stata misurata direttamente tramite una cella di carico per eseguire uno studio comparativo tra riblets sinusoidali, dritte (RLONG) e la parete liscia. Sono stati analizzati due diversi valori di ampiezza a lunghezza d'onda fissata (RS1 e RS2). La riduzione della resistenza ottenuta è pari a 10%, maggiore rispetto all'8% delle riblets dritte nelle stesse condizioni. In questa trattazione è stato dimostrato che la geometria sinusoidale della riblet migliora l'andamento in direzione trasversale delle strutture vicine alla parete, producendo un indebolimento del ciclo di generazione della turbolenza. Le strutture orientate lungo la direzione del flusso sono attenuate, almeno a distanze normali dalla parete rilevanti per la produzione della turbolenza. Il miglioramento delle prestazioni delle riblets sinusoidali rispetto a quelle dritte potrebbe trovare una possibile spiegazione nella formazione

di flussi secondari all'interno delle scanalature sinusoidali che producono strutture secondarie con segno di vorticità alternato vicino alla parete. Questi flussi secondari potrebbero essere responsabili dell'indebolimento e della frammentazione delle tipiche strutture di flusso responsabili del meccanismo di rigenerazione della turbolenza in prossimità della parete.

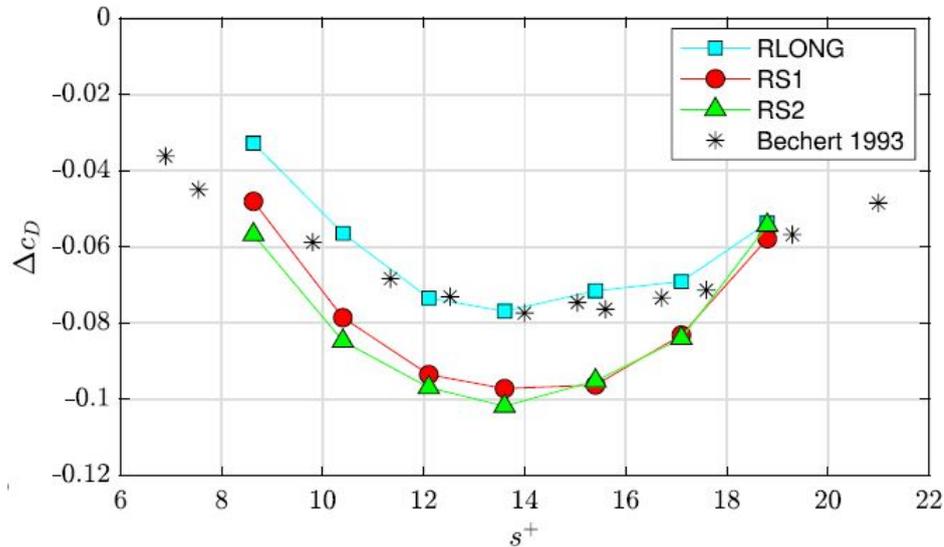


Figura 2.19: Variazione della resistenza in funzione della spaziatura in unità di parete. [19]

Sulla base dei risultati ottenuti da Cafiero e Iuso [19], Cafiero et al. [20] hanno fornito approfondimenti su come le riblets sinusoidali con scanalatura a profilo parabolico manipolano le strutture a bassa velocità vicino alla parete. Hanno condotto vari esperimenti in uno strato limite turbolento a gradiente di pressione zero ed a due diversi valori del numero di Reynolds (2200 e 2900). Le riblets sinusoidali frammentano ed indeboliscono le strutture di bassa velocità incrementandone il numero rispetto al caso di parete piana, in particolare ad un numero di Reynolds di $Re_\theta = 2900$. Tale frammentazione provoca una riduzione della distanza tra queste strutture e, rispetto alla superficie liscia, ne riduce la correlazione laterale, facilitando la diminuzione dell'energia turbolenta vicino alla parete. La frammentazione può essere attribuita al flusso trasversale periodico generato dalle scanalature sinusoidali. Infatti, l'inversione periodica del flusso in direzione trasversale non solo modifica la vorticità normale alla parete, ma manomette anche le componenti di vorticità in direzione del flusso ed in direzione trasversale, attenuando così la turbolenza nella zona vicina alla parete. Le strutture sembrano indebolite, pur mantenendo una struttura ordinata. Il bilancio dell'energia cinetica turbolenta da loro effettuato mostra inoltre che la geometria sinusoidale attenua significativamente la produzione di turbolenza, supportando quindi l'idea della manipolazione del ciclo di rigenerazione della stessa. Nei casi di riblets sinusoidali, la produzione di turbolenza è per lo più limitata ai bordi delle strutture, dove le velocità di taglio sono significativamente maggiori. Al contrario, i casi di parete liscia e di riblets dritte mostrano un contributo più intenso alla produzione di turbolenza dal nucleo delle strutture.

3 Modello matematico

L'analisi del moto di un fluido sopra superfici microstrutturate è un compito impegnativo, soprattutto quando la superficie presenta caratteristiche su piccola scala che influenzano in modo significativo il comportamento fluidodinamico. Il loro effetto può essere descritto da una simulazione numerica diretta, cioè una simulazione che risolve completamente la fisica del fenomeno senza applicare l'utilizzo di modelli. Tuttavia, questo tipo di metodologia comporta elevati costi in termini di risorse computazionali. Risulta quindi importante sviluppare un modello in grado di descrivere l'effetto delle sporgenze sul flusso che riduca i costi di elaborazione. Uno di questi modelli è l'omogeneizzazione asintotica multiscala. Il problema verrà trattato considerando due sottodomini: lo strato microscopico, cioè la regione di fluido in prossimità della parete scabra, e lo strato macroscopico, cioè la regione di fluido lontana dalla parete. Il collegamento tra i due domini sarà effettuato tramite condizioni di raccordo. La presenza di due scale di lunghezza ben separate rende le equazioni che descrivono la fisica del problema adatte ad essere risolte attraverso uno sviluppo asintotico formale in termini di un parametro positivo molto piccolo ϵ .

La notazione usata in questa trattazione matematica è la seguente: una variabile con sopra un cappello è una variabile dimensionale, la quantità adimensionale corrispondente è indicata senza il cappello. Le componenti dimensionali della velocità sono indicate come $\hat{u} = \hat{u}_1$, $\hat{v} = \hat{u}_2$, $\hat{w} = \hat{u}_3$, lungo la direzione del flusso $\hat{x} = \hat{x}_1$, la direzione normale alla parete $\hat{y} = \hat{x}_2$ e la direzione trasversale $\hat{z} = \hat{x}_3$. Gli indici e i nomi delle variabili adimensionali seguono la stessa convenzione. Infine, le variabili adimensionali indicate con lettere maiuscole sono di tipo macroscopico, mentre quelle indicate con lettere minuscole sono di tipo microscopico.

3.1 Riblets longitudinali, infinitamente allungate

Si considera un fluido newtoniano incomprimibile di densità ρ e viscosità dinamica μ che scorre su una superficie impermeabile microstrutturata.

Le caratteristiche geometriche della superficie si ripetono periodicamente nello spazio con dimensione caratteristica l , e si assume che anche le proprietà del fluido seguano un andamento periodico sulla stessa scala spaziale. Tali condizioni permettono di definire un elemento di volume rappresentativo (RVE) che racchiude tutte le proprietà su piccola scala del problema, inclusi gli aspetti del regime di flusso. In questo caso, l'RVE coincide con la cella unitaria, che consiste nel più piccolo elemento costitutivo su cui si applicano le condizioni al contorno. È importante specificare che l'RVE rimane generalmente confinato al sottostrato di rugosità della parete.

Da un punto di vista macroscopico, la teoria dell'omogeneizzazione permette di sostituire la superficie reale, su cui è applicata la condizione di non scorrimento, con una superficie liscia equivalente posizionata in $y = 0$, come mostrato in figura 3.1. Si suppone che le riblets siano posizionate al di sotto (al massimo tangente a) di questo

piano su piccola scala. Su questa interfaccia virtuale devono essere applicate delle condizioni efficaci equivalenti definite condizioni di slip di Navier, che rappresentano le componenti della velocità di scorrimento all'interfaccia virtuale.

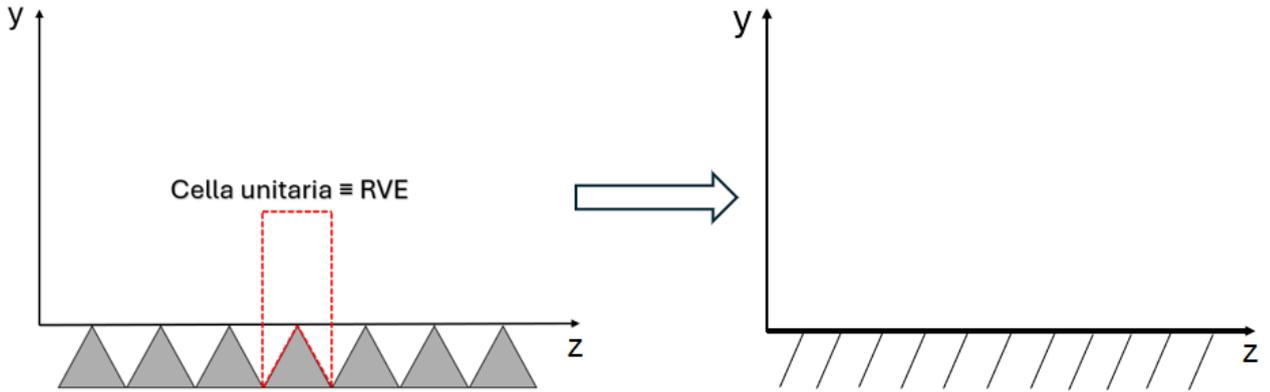


Figura 3.1: Proiezione sul piano (z, y) della sezione trasversale del dominio microscopico, con indicata la cella unitaria e l'RVE, e dell'interfaccia virtuale.

$$\hat{u}|_{\hat{y}=0} = \hat{\lambda}_x \left[\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{x}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} + \frac{\hat{K}_{xy}^{ITF}}{\mu} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \left[-\hat{p} + 2\mu \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} \quad (3.1)$$

$$\hat{v}|_{\hat{y}=0} = -\hat{K}_{xy}^{ITF} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \left[\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{x}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} - \hat{K}_{zy}^{ITF} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left[\frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} \quad (3.2)$$

$$\hat{w}|_{\hat{y}=0} = \hat{\lambda}_z \left[\frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} + \frac{\hat{K}_{zy}^{ITF}}{\mu} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left[-\hat{p} + 2\mu \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} \right] \Big|_{\hat{y}=0} \quad (3.3)$$

$\hat{\lambda}_x$, $\hat{\lambda}_z$ e \hat{K}_{xy}^{ITF} , \hat{K}_{zy}^{ITF} sono coefficienti macroscopici dimensionali definiti rispettivamente coefficienti di slip di Navier, definiti in $[m]$, ed coefficienti di permeabilità all'interfaccia, definiti in $[m^2]$. Utilizzando la scala di lunghezza caratteristica l è possibile ottenere la forma adimensionale di questi coefficienti.

$$\hat{\lambda} = \lambda l \quad (3.4)$$

$$\hat{K}^{ITF} = K^{ITF} l^2 \quad (3.5)$$

3.1.1 Equazioni iniziali, continuità e quantità di moto

Per procedere nella determinazione di questi coefficienti si introducono nel dominio fluido le equazioni di Navier-Stokes incomprimibili e si scrivono in forma dimensionale secondo la notazione di Einstein.

Equazione di continuità (C.E.):

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial \hat{x}_i} = 0 \quad (3.6)$$

Equazione di quantità di moto (M.E.):

$$\rho \left[\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_j \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial \hat{x}_j} \right] = - \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}_i} + \mu \frac{\partial^2 \hat{u}_i}{\partial \hat{x}_j^2} \quad (3.7)$$

Per un totale di quattro equazioni.

3.1.2 Definizione delle scale ed equazioni adimensionali

La procedura inizia con l'identificazione delle scale appropriate per normalizzare le equazioni nella cella unitaria. Si presume che l'ampiezza delle sporgenze della superficie sia sufficientemente ridotta, in modo tale che la sua scala di lunghezza caratteristica l risulti molto più piccola della scala macroscopica L delle strutture del flusso esterno. Data la presenza di due scale di lunghezza caratteristiche nel sistema, vengono introdotti in seguito i parametri caratteristici dello strato microscopico e macroscopico.

Strato microscopico		Strato macroscopico	
Lunghezza	l	Lunghezza	L
Velocità	\hat{u}_{inner}	Velocità	\hat{u}_{outer}
Pressione	$\mu \frac{\hat{u}_{inner}}{l}$	Pressione	$\rho \hat{u}_{outer}^2$
Tempo	$\frac{l}{\hat{u}_{inner}}$	Tempo	$\frac{L}{\hat{u}_{outer}}$

Tabella 3.1: Parametri caratteristici

Nello strato microscopico la pressione è equilibrata dallo sforzo viscoso $\mu \frac{\partial u}{\partial y}$. In questa regione si suppone che il flusso sia guidato dallo sforzo di taglio esterno. Nello strato macroscopico, invece, la pressione è definita come la pressione dinamica ρu^2 .

Stabiliti questi parametri, è possibile scalare lunghezza, velocità, pressione e tempo come segue:

Strato microscopico		Strato macroscopico	
Lunghezza	$x_i = \frac{\hat{x}_i}{l}$	Lunghezza	$X_i = \frac{\hat{X}_i}{L}$
Velocità	$u_i = \frac{\hat{u}_i}{\hat{u}_{inner}}$	Velocità	$U_i = \frac{\hat{U}_i}{\hat{u}_{outer}}$
Pressione	$p = \frac{\hat{p}l}{\mu \hat{u}_{inner}}$	Pressione	$P = \frac{\hat{P}L}{\mu \hat{u}_{outer}}$
Tempo	$t = \frac{\hat{t} \hat{u}_{inner}}{l}$	Tempo	$T = \frac{\hat{T} \hat{u}_{outer}}{L}$

Tabella 3.2: Variabili microscopiche e macroscopiche

Il legame tra le variabili microscopiche e quelle macroscopiche, $X_i = \epsilon x_i$, è rappresentato dal parametro $\epsilon = \frac{l}{L} \ll 1$.

Andando a sostituire le variabili riportate in tabella nella (3.6) e nella (3.7) si ottengono le equazioni di continuità e di quantità di moto adimensionali per il problema micro.

Equazione di continuità:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

Equazione di quantità di moto:

$$Re_\mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.9)$$

dove $Re_\mu = \frac{\rho l \hat{u}_{inner}}{\mu}$ è il numero di Reynolds microscopico. Siccome $Re_\mu = \epsilon^2 Re$, è possibile riscrivere l'equazione di quantità di moto nel modo seguente:

$$\epsilon^2 Re \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}. \quad (3.10)$$

Per risolvere questo sistema nello strato microscopico bisogna prima definire le condizioni di accoppiamento tra i due strati ed introdurre la condizione di non scorrimento alla parete y_{wall} e la condizione di periodicità lungo x e z . Le condizioni al contorno tra le due regioni sono la continuità di velocità e di trazione sulla superficie divisoria. Data y_∞ la coordinata verticale microscopica di tale superficie, la coordinata corrispondente macroscopica è $Y_\infty = \epsilon y_\infty$.

Poiché si vuole esprimere la velocità di scorrimento su una superficie liscia fittizia in funzione di uno sforzo di taglio macroscopico esterno, si suppone che le equazioni microscopiche siano guidate dalle componenti dello sforzo di taglio. Si passa alla forma adimensionale delle condizioni al contorno tramite le variabili riportate nella

tabella 3.2 e la definizione $\epsilon = \frac{\hat{u}_{inner}}{\hat{u}_{outer}}$.

Condizione di no slip alla parete:

$$u_i = 0 \quad (3.11)$$

Continuità di velocità:

$$u_i \Big|_{\lim y \rightarrow y_\infty} = \frac{1}{\epsilon} U_i \Big|_{\lim Y \rightarrow Y_\infty} \quad (3.12)$$

Continuità di trazione:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \Big|_{\lim y \rightarrow y_\infty} = \frac{\partial U_1}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_1} \Big|_{\lim Y \rightarrow Y_\infty} = S_{12} \quad (3.13)$$

$$-p + 2 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \Big|_{\lim y \rightarrow y_\infty} = -Re P + 2 \frac{\partial U_2}{\partial X_2} \Big|_{\lim Y \rightarrow Y_\infty} = S_{22} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \Big|_{\lim y \rightarrow y_\infty} = \frac{\partial U_3}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_3} \Big|_{\lim Y \rightarrow Y_\infty} = S_{32} \quad (3.15)$$

dove S_{12} , S_{22} e S_{32} sono le componenti macroscopiche rispettivamente lungo l'asse x , y e z della forza di trazione.

3.1.3 Sviluppo asintotico del problema su microscala

Si risolvono le equazioni differenziali (3.8) e (3.10) attraverso uno sviluppo asintotico formale in termini di ϵ . In questo modo i risultati possono, in linea di principio, essere ricercati fino a qualsiasi ordine di accuratezza in ϵ . Nello sviluppo asintotico si arriva fino a ϵ^2 , poichè ϵ è un numero molto piccolo ed i valori da ϵ^3 in avanti risultano trascurabili.

$$u_i = \epsilon^0 u_i^{(0)} + \epsilon u_i^{(1)} + \epsilon^2 u_i^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (3.16)$$

$$p = \epsilon^0 p^{(0)} + \epsilon p^{(1)} + \epsilon^2 p^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (3.17)$$

La (3.16) e (3.17) vanno introdotte nelle equazioni di continuità (3.8), di quantità di moto (3.10) e nelle condizioni di raccordo tra il dominio macro e micro adimensionali. Si utilizza la regola di derivazione delle funzioni composte dato che le due scale sono legate insieme dal parametro ϵ .

Derivata prima:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} + \epsilon \frac{\partial}{\partial X_i} \quad (3.18)$$

Derivata seconda:

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial X_i^2} + 2\epsilon \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial X_i} \quad (3.19)$$

Equazione di continuità:

$$\epsilon^0 \frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial x_i} + \epsilon^1 \left[\frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial X_i} \right] + O(\epsilon^2) = 0 \quad (3.20)$$

Equazione di quantità di moto:

$$\epsilon^0 \left[-\frac{\partial p^{(0)}}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i^{(0)}}{\partial x_j^2} \right] + \epsilon^1 \left[-\frac{\partial p^{(1)}}{\partial x_i} - \frac{\partial p^{(0)}}{\partial X_i} + \frac{\partial^2 u_i^{(1)}}{\partial x_j^2} + 2 \frac{\partial^2 u_i^{(0)}}{\partial x_j \partial X_j} \right] + O(\epsilon^2) = 0 \quad (3.21)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$\epsilon^0 u_i^{(0)} + \epsilon^1 u_i^{(1)} + \mathcal{O}(\epsilon^2) = 0 \quad (3.22)$$

Condizioni al contorno applicate in $y = y_\infty$:

$$\epsilon^0 \left[\frac{\partial u_1^{(0)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_1} \right] + \epsilon^1 \left[\frac{\partial u_1^{(1)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_1^{(0)}}{\partial X_2} + \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_1} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) \Big|_{\lim_{y \rightarrow y_\infty}} = S_{12} \quad (3.23)$$

$$\epsilon^0 \left[-p^{(0)} + 2 \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_2} \right] + \epsilon^1 \left[-p^{(1)} + 2 \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_2} + 2 \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_2} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) \Big|_{\lim_{y \rightarrow y_\infty}} = S_{22} \quad (3.24)$$

$$\epsilon^0 \left[\frac{\partial u_3^{(0)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_3} \right] + \epsilon^1 \left[\frac{\partial u_3^{(1)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(0)}}{\partial X_2} + \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_3} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) \Big|_{\lim_{y \rightarrow y_\infty}} = S_{32} \quad (3.25)$$

3.1.4 Risoluzione del problema all'ordine principale $\mathcal{O}(\epsilon^0)$

Quando l'ampiezza della rugosità della parete è sufficientemente piccola in modo tale che il flusso nella sua prossimità sia dominato dagli effetti viscosi, ad esempio quando Re_μ è dell'ordine di ϵ o inferiore, la (3.8) e la (3.10) si riducono all'ordine principale del problema di Stokes.

Il problema all'ordine principale $\mathcal{O}(\epsilon^0)$ è:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial x_i} = \frac{\partial u_1^{(0)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(0)}}{\partial x_3} = 0 \\ -\frac{\partial p^{(0)}}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i^{(0)}}{\partial x_j^2} = 0 \end{cases} \quad (3.26)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$u_i^{(0)} = 0 \quad (3.27)$$

Condizioni al contorno applicate in $y = y_\infty$:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1^{(0)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_1} = S_{12} \\ -p^{(0)} + 2 \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_2} = S_{22} \\ \frac{\partial u_3^{(0)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial x_3} = S_{32} \end{cases} \quad (3.28)$$

Il problema è lineare ed è forzato solo dagli sforzi S_{12} , S_{22} e S_{32} imposti dal fluido esterno. È possibile assumere una soluzione generale nella forma:

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = u_{11}^\dagger S_{12} + u_{12}^\dagger S_{22} + u_{13}^\dagger S_{32} \\ u_2^{(0)} = u_{21}^\dagger S_{12} + u_{22}^\dagger S_{22} + u_{23}^\dagger S_{32} \\ u_3^{(0)} = u_{31}^\dagger S_{12} + u_{32}^\dagger S_{22} + u_{33}^\dagger S_{32} \\ p^{(0)} = p_1^\dagger S_{12} + p_2^\dagger S_{22} + p_3^\dagger S_{32} \end{cases} \quad (3.29)$$

I parametri contrassegnati con il segno + sono chiamati variabili ausiliarie. Questa soluzione è formata da tre sistemi, ciascuno dei quali è correlato ad una delle quantità macroscopiche S_{12} , S_{22} e S_{32} .

Soluzione del problema forzato da S_{12}

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = u_{11}^+ S_{12} \\ u_2^{(0)} = u_{21}^+ S_{12} \\ u_3^{(0)} = u_{31}^+ S_{12} \\ p^{(0)} = p_1^+ S_{12} \end{cases} \quad (3.30)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.26), (3.27) e (3.28) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{i1}^+}{\partial x_i} = 0 \\ -\frac{\partial p_1^+}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_{i1}^+}{\partial x_j^2} = 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$u_{i1}^+ = 0 \quad (3.32)$$

Condizione al contorno in $y = y_\infty$:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{11}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{21}^+}{\partial x_1} = 1 \\ -p_1^+ + 2\frac{\partial u_{21}^+}{\partial x_2} = 0 \\ \frac{\partial u_{31}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{21}^+}{\partial x_3} = 0 \end{cases} \quad (3.33)$$

Soluzione del problema forzato da S_{22}

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = u_{12}^+ S_{22} \\ u_2^{(0)} = u_{22}^+ S_{22} \\ u_3^{(0)} = u_{32}^+ S_{22} \\ p^{(0)} = p_2^+ S_{22} \end{cases} \quad (3.34)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.26), (3.27) e (3.28) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{i2}^+}{\partial x_i} = 0 \\ -\frac{\partial p_2^+}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_{i2}^+}{\partial x_j^2} = 0 \end{cases} \quad (3.35)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$u_{i2}^+ = 0 \quad (3.36)$$

Condizione al contorno in $y = y_\infty$:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{12}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{22}^+}{\partial x_1} = 0 \\ -p_2^+ + 2 \frac{\partial u_{22}^+}{\partial x_2} = 1 \\ \frac{\partial u_{32}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{22}^+}{\partial x_3} = 0 \end{cases} \quad (3.37)$$

Soluzione del problema forzato da S_{32}

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = u_{13}^+ S_{32} \\ u_2^{(0)} = u_{23}^+ S_{32} \\ u_3^{(0)} = u_{33}^+ S_{32} \\ p^{(0)} = p_3^+ S_{32} \end{cases} \quad (3.38)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.26), (3.27) e (3.28) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{i3}^+}{\partial x_i} = 0 \\ -\frac{\partial p_3^+}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_{i3}^+}{\partial x_j^2} = 0 \end{cases} \quad (3.39)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$u_{i3}^+ = 0 \quad (3.40)$$

Condizione al contorno in $y = y_\infty$:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{13}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{23}^+}{\partial x_1} = 0 \\ -p_3^+ + 2 \frac{\partial u_{23}^+}{\partial x_2} = 0 \\ \frac{\partial u_{33}^+}{\partial x_2} + \frac{\partial u_{23}^+}{\partial x_3} = 1 \end{cases} \quad (3.41)$$

Durante queste sostituzioni si deve tenere conto del fatto che S_{12} , S_{22} e S_{32} non dipendono dalla variabile microscopica x .

3.1.5 Risoluzione del problema al primo ordine $O(\epsilon^1)$

Il problema al primo ordine $O(\epsilon^1)$ è:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_i} = -\frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial X_j} \\ -\frac{\partial p^{(1)}}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i^{(1)}}{\partial x_j^2} = \frac{\partial p^{(0)}}{\partial X_i} - 2\frac{\partial^2 u_i^{(0)}}{\partial x_j \partial X_j} \end{cases} \quad (3.42)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$u_i^{(1)} = 0 \quad (3.43)$$

Condizioni al contorno applicate in $y = y_\infty$:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1^{(1)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_1} = -\frac{\partial u_1^{(0)}}{\partial X_2} - \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_1} \\ -p^{(1)} + 2\frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_2} = -2\frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_2} \\ \frac{\partial u_3^{(1)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_3} = -\frac{\partial u_3^{(0)}}{\partial X_2} - \frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_3} \end{cases} \quad (3.44)$$

Le condizioni al contorno possono essere riscritte, usando la notazione con gli indici, nel modo seguente:

$$-p^{(1)} \delta_{i2} + \frac{\partial u_2^{(1)}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_2} = -\frac{\partial u_2^{(0)}}{\partial X_i} - \frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial X_2} \quad (3.45)$$

Il problema all'ordine uno è forzato dai gradienti di $u_i^{(0)}$ e $p^{(0)}$, in modo tale che la soluzione generale può essere presa nella forma:

$$\begin{cases} u_i^{(1)} = \hat{u}_{ij} S_{X_j}^{12} + \check{u}_{ij} S_{X_j}^{22} + \tilde{u}_{ij} S_{X_j}^{32} \\ p^{(1)} = \hat{p}_j S_{X_j}^{12} + \check{p}_j S_{X_j}^{22} + \tilde{p}_j S_{X_j}^{32} \end{cases} \quad (3.46)$$

Questa soluzione è formata da nove ulteriori sistemi che possono essere suddivisi in gruppi di tre. Ciascuno dei gruppi è correlato ad una delle quantità macroscopiche $S_{X_j}^{12}$, $S_{X_j}^{22}$ e $S_{X_j}^{32}$.

Soluzione dei tre problemi forzati da $S_{X_j}^{12}$

$$\begin{cases} u_i^{(1)} = \hat{u}_{ij} S_{X_j}^{12} \\ p^{(1)} = \hat{p}_j S_{X_j}^{12} \end{cases} \quad (3.47)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.42), (3.43) e (3.44) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}_{ij}}{\partial x_i} = -u_{j1}^+ \\ -\frac{\partial \hat{p}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \hat{u}_{ij}}{\partial x_k^2} = p_1^+ \delta_{ij} - 2\frac{\partial u_{i1}^+}{\partial x_j} \end{cases} \quad (3.48)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$\hat{u}_{2j} = 0 \quad (3.49)$$

Condizioni al contorno in $y = y_\infty$:

$$-\hat{p}_j \delta_{i2} + \frac{\partial \hat{u}_{2j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{u}_{ij}}{\partial x_2} = -u_{21}^+ \delta_{ij} - u_{i1}^+ \delta_{2j} \quad (3.50)$$

Soluzione dei tre problemi forzati da $S_{X_j}^{22}$

$$\begin{cases} u_i^{(1)} = \check{u}_{ij} S_{X_j}^{22} \\ p^{(1)} = \check{p}_j S_{X_j}^{22} \end{cases} \quad (3.51)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.42), (3.43) e (3.44) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial \check{u}_{ij}}{\partial x_i} = -u_{j2}^+ \\ -\frac{\partial \check{p}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \check{u}_{ij}}{\partial x_k^2} = p_2^+ \delta_{ij} - 2 \frac{\partial u_{i2}^+}{\partial x_j} \end{cases} \quad (3.52)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$\check{u}_{2j} = 0 \quad (3.53)$$

Condizioni al contorno in $y = y_\infty$:

$$-\check{p}_j \delta_{i2} + \frac{\partial \check{u}_{2j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \check{u}_{ij}}{\partial x_2} = -u_{22}^+ \delta_{ij} - u_{i2}^+ \delta_{2j} \quad (3.54)$$

Soluzione dei tre problemi forzati da $S_{X_j}^{32}$

$$\begin{cases} u_i^{(1)} = \tilde{u}_{ij} S_{X_j}^{32} \\ p^{(1)} = \tilde{p}_j S_{X_j}^{32} \end{cases} \quad (3.55)$$

Sostituendo questo sistema nelle equazioni (3.42), (3.43) e (3.44) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{u}_{ij}}{\partial x_i} = -u_{j3}^+ \\ -\frac{\partial \tilde{p}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \tilde{u}_{ij}}{\partial x_k^2} = p_3^+ \delta_{ij} - 2 \frac{\partial u_{i3}^+}{\partial x_j} \end{cases} \quad (3.56)$$

Condizione di no slip alla parete:

$$\tilde{u}_{2j} = 0 \quad (3.57)$$

Condizioni al contorno in $y = y_\infty$:

$$-\tilde{p}_j \delta_{i2} + \frac{\partial \tilde{u}_{2j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_{ij}}{\partial x_2} = -u_{23}^+ \delta_{ij} - u_{i3}^+ \delta_{2j} \quad (3.58)$$

3.2 Riblets sinusoidali

Il modello matematico delle riblets sinusoidali è analogo a quello precedentemente descritto per le riblet longitudinali. Anche in questo caso si adotta la teoria bidimensionale per la sua maggiore semplicità, calcolando successivamente l'errore rispetto al caso tridimensionale dritto. Le equazioni che devono essere risolte nel dominio fluido sono sempre le equazioni di Navier-Stokes.

L'equazione di continuità:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.59)$$

Le equazioni di quantità di moto:

$$\epsilon^2 Re \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.60)$$

Si ipotizza che in prossimità della parete le forze viscosse prevalgano sulle forze inerziali. Questo permette di trascurare il termine non lineare di convezione e di linearizzare l'equazione (3.60). Si assume, inoltre, che il flusso sia stazionario, eliminando così il termine di accelerazione temporale. In questo modo il problema di Navier-Stokes si riduce allo studio del problema di Stokes.

L'unica differenza tra il modello matematico delle riblets longitudinali e sinusoidali riguarda la variazione dei parametri lungo x .

Nel caso delle riblets longitudinali, la pressione e le altre grandezze sono uniformi lungo la direzione del flusso x . Le derivate di tali grandezze rispetto a x sono nulle, quindi si ha $\frac{\partial}{\partial x} = 0$. L'influenza di questa tipologia di riblets si manifesta quindi esclusivamente in direzione normale e trasversale alla superficie. Al contrario, nelle riblets sinusoidali viene persa l'invarianza lungo x . Le derivate rispetto a x non sono più nulle, questo implica che $\frac{\partial}{\partial x} \neq 0$. La dipendenza delle grandezze dalla posizione in x introduce un livello di complessità maggiore, con la possibile generazione di effetti tridimensionali che modificano il flusso vicino alla parete. Tali modifiche possono risultare vantaggiose in termini di riduzione dell'attrito superficiale a seconda della lunghezza d'onda delle riblets sinusoidali.

3.3 Velocità di traspirazione

Si considera l'espansione in serie di Taylor delle variabili macroscopiche attorno a $Y=0$.

$$U_i|_{Y_\infty} = U_i|_{Y=0} + \epsilon y_\infty \frac{\partial U_i}{\partial Y} \Big|_{Y=0} + \epsilon^2 \frac{y_\infty^2}{2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial Y^2} \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3) \quad (3.61)$$

Andando a sostituire la (3.61) e lo sviluppo asintotico (3.16) nella continuità di velocità (3.12), si ricava la velocità macroscopica alla parete virtuale:

$$U_i|_{Y=0} = \epsilon \left(u_i^{(0)} \Big|_{y=y_\infty} - \epsilon y_\infty \frac{\partial U_i}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \right) + \epsilon^2 \left(u_i^{(1)} \Big|_{y=y_\infty} - \frac{y_\infty^2}{2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial Y^2} \Big|_{Y=0} \right) + \mathcal{O}(\epsilon^3). \quad (3.62)$$

Si ottengono le espressioni delle condizioni al contorno macroscopiche applicate a $Y = 0$ fino all'ordine $\mathcal{O}(\epsilon)$:

$$U_1|_{Y=0} = \epsilon \left[u_{11}^\dagger S_{12} \Big|_{Y=\epsilon y_\infty} - y_\infty \frac{\partial U_1}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (3.63)$$

$$U_2|_{Y=0} = \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (3.64)$$

$$U_3|_{Y=0} = \epsilon \left[u_{33}^\dagger S_{32} \Big|_{Y=\epsilon y_\infty} - y_\infty \frac{\partial U_3}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2). \quad (3.65)$$

Tutti gli altri valori di u_{ji}^\dagger tendono a zero al limite superiore del dominio. All'ordine principale in ϵ , è possibile scrivere $S_{12}|_{Y=\epsilon y_\infty} = S_{12}|_{Y=0} = \frac{\partial U}{\partial Y} \Big|_{Y=0}$ e $S_{32}|_{Y=\epsilon y_\infty} = S_{32}|_{Y=0} = \frac{\partial W}{\partial Y} \Big|_{Y=0}$. Le condizioni di scorrimento alla parete virtuale diventano

$$U|_{Y=0} = \epsilon \lambda_x \frac{\partial U}{\partial Y} \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad (3.66)$$

$$W|_{Y=0} = \epsilon \lambda_z \frac{\partial W}{\partial Y} \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad (3.67)$$

con $\lambda_x = u_{11}^\dagger - y_\infty$ e $\lambda_z = u_{33}^\dagger - y_\infty$. La velocità di traspirazione $U_2 = V$ a $Y = 0$ è trascurabile all'ordine principale perché la parete reale è impermeabile.

Si passa ora alla stima di V a $Y = \epsilon y_\infty$. La continuità di velocità (3.12) e gli sviluppi asintotici (3.16) e (3.17) vengono riscritti all'ordine principale nella forma seguente:

$$\frac{\partial U_j}{\partial Y} \Big|_{Y_\infty} = \frac{C_{jk}}{\epsilon} U_k \Big|_{Y_\infty}, \quad (3.68)$$

dove gli indici j e k assumono i valori 1 e 3 e C è una matrice quadrata diagonale della forma

$$C = \begin{pmatrix} u_{11}^\dagger \Big|_{y_\infty} & 0 \\ 0 & u_{33}^\dagger \Big|_{y_\infty} \end{pmatrix}. \quad (3.69)$$

Sostituendo l'equazione (3.68) negli sviluppi asintotici (3.16) e (3.17) si ottiene $u_j^{(0)} = \epsilon^{-1} u_{ji}^\dagger C_{ik} U_k \Big|_{Y_\infty}$, dove anche l'indice i assume i valori 1 e 3. La componente di velocità microscopica lungo y all'ordine ϵ , a causa della continuità, sul bordo superiore del dominio assume la forma

$$u_2^{(1)} \Big|_{y_\infty} = v^{(1)} \Big|_{y_\infty} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{y_{wall}}^{y_\infty} u_i^{(1)} dy - \frac{\partial}{\partial X_i} \int_{y_{wall}}^{y_\infty} u_i^{(0)} dy, \quad (3.70)$$

come mostrato da [21]. Per trovare la velocità di traspirazione macroscopica V a Y_∞ si va ad integrare la (3.68) in z da 0 a 1.

$$\int_0^1 v^{(1)} \Big|_{y_\infty} dz = -\frac{\partial}{\partial X_i} \int_{y_{wall}}^{y_\infty} \int_0^1 u_i^{(0)} dz dy = -\epsilon^{-1} \left[\int_{y_{wall}}^{y_\infty} \int_0^1 u_{ij}^\dagger dz dy \right] C_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \Big|_{Y_\infty} \quad (3.71)$$

Da cui si ottiene:

$$V \Big|_{Y_\infty} = \epsilon^2 \int_0^1 v^{(1)} \Big|_{y_\infty} dz + \mathcal{O}(\epsilon^3) = -\epsilon m_{ik} \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \Big|_{Y_\infty} + \mathcal{O}(\epsilon^3), \quad (3.72)$$

dove $m_{ik} = \left[\int_{y_{wall}}^{y_\infty} \int_0^1 u_{ij}^\dagger dz dy \right] C_{jk}$ sono le componenti di una matrice diagonale con

$$m_{11} = \frac{1}{u_{11}^\dagger \Big|_{y_\infty}} \int_{y_{wall}}^{y_\infty} \int_0^1 u_{11}^\dagger dz dy, \quad (3.73)$$

$$m_{33} = \frac{1}{u_{33}^\dagger \Big|_{y_\infty}} \int_{y_{wall}}^{y_\infty} \int_0^1 u_{33}^\dagger dz dy. \quad (3.74)$$

Attraverso l'espansione in serie di Taylor di V attorno a $Y=0$, si trasferisce la condizione (3.72) a $Y=0$.

$$\begin{aligned} V \Big|_{Y_\infty} &= V \Big|_{Y=0} + \epsilon y_\infty \frac{\partial V}{\partial Y} \Big|_{Y=0} + \epsilon^2 \frac{y_\infty^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3) = \\ &V \Big|_{Y=0} + \epsilon y_\infty \left[-\frac{\partial U}{\partial X} - \frac{\partial W}{\partial Z} \right] \Big|_{Y=0} + \epsilon^2 \frac{y_\infty^2}{2} \left[-\frac{\partial U}{\partial X} - \frac{\partial W}{\partial Z} \right] \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3) = \\ &V \Big|_{Y=0} - \epsilon y_\infty \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left[\epsilon \lambda_x \frac{\partial U}{\partial Y} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\epsilon \lambda_z \frac{\partial W}{\partial Y} \right] \right\} \Big|_{Y=0} - \epsilon^2 \frac{y_\infty^2}{2} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial Y \partial X} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y \partial Z} \right] \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3). \end{aligned} \quad (3.75)$$

Il termine destro dell'equazione (3.72) viene sviluppato in maniera analoga:

$$\begin{aligned} V \Big|_{Y_\infty} &= -\epsilon m_{11} \left[\frac{\partial U}{\partial X} + \epsilon y_\infty \frac{\partial^2 U}{\partial Y \partial X} \right] V \Big|_{Y=0} - \epsilon m_{33} \left[\frac{\partial W}{\partial Z} + \epsilon y_\infty \frac{\partial^2 W}{\partial Y \partial Z} \right] \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3) = \\ &-\epsilon m_{11} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left[\epsilon \lambda_x \frac{\partial U}{\partial Y} \right] + \epsilon y_\infty \frac{\partial^2 U}{\partial Y \partial X} \right\} \Big|_{Y=0} - \epsilon m_{33} \left\{ \frac{\partial}{\partial Z} \left[\epsilon \lambda_z \frac{\partial W}{\partial Y} \right] + \epsilon y_\infty \frac{\partial^2 W}{\partial Y \partial Z} \right\} \Big|_{Y=0} + \mathcal{O}(\epsilon^3). \end{aligned} \quad (3.76)$$

Dall'unione della (3.75) e (3.76) si ricava la seguente espressione:

$$V|_{Y=0} = -\epsilon^2 \left[K_{xy}^{ITF} \frac{\partial^2 U}{\partial Y \partial X} + K_{zy}^{ITF} \frac{\partial^2 W}{\partial Y \partial Z} \right] \Big|_{Y=0} + O(\epsilon^3) \quad (3.77)$$

dove $K_{xy}^{ITF} = \left[m_{11}(y_\infty + \lambda_x) - y_\infty \lambda_x - \frac{y_\infty^2}{2} \right]$ e $K_{zy}^{ITF} = \left[m_{33}(y_\infty + \lambda_z) - y_\infty \lambda_z - \frac{y_\infty^2}{2} \right]$.

Questa relazione, insieme alla (3.66) ed alla (3.67), chiude il modello con tutte le condizioni efficaci necessarie sulla superficie virtuale in $Y = 0$.

4 Riblets longitudinali

Il primo problema analizzato riguarda una superficie caratterizzata dalla presenza di riblets longitudinali. Le riblets considerate presentano una sezione trasversale di forma triangolare con angolo al vertice di 60° , come quelle mostrate in figura 3.1. L'obiettivo delle simulazioni eseguite consiste nel determinare l'altezza di protrusione longitudinale λ_x e trasversale λ_z ed i rispettivi coefficienti K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} per questa geometria.

4.1 COMSOL Multiphysics

Come supporto per la risoluzione numerica di questo problema, è stato utilizzato il programma COMSOL Multiphysics.

COMSOL Multiphysics è un software di simulazione utilizzato in tutti i campi dell'ingegneria e della ricerca scientifica. Il software offre ampie possibilità di modellazione sia multifisica che monofisica ed una gestione efficiente dei modelli. Permette di creare geometrie bidimensionali e tridimensionali, oppure di importare modelli CAD già esistenti. COMSOL è modulare, cioè presenta vari moduli dedicati a specifiche aree della fisica e dell'ingegneria, come il modulo CFD (Computational Fluid Dynamics) utilizzato per la simulazione dei flussi di fluidi. Il punto di forza principale di COMSOL è la capacità di gestire simulazioni che combinano più domini fisici, in modo tale da poter modellare le interazioni tra diversi fenomeni fisici. Il Model Builder di COMSOL Multiphysics include tutte le fasi del flusso di lavoro di modellazione:

- Definizione del modello;
- Impostazione dei parametri globali;
- Definizione della geometria;
- Modellazione basata sulla fisica;
- Impostazione delle condizioni fisiche (condizioni al contorno);
- Generazione della mesh;
- Selezione del solutore;
- Esecuzione della simulazione;
- Post-processing e visualizzazione dei risultati.

COMSOL utilizza solutori numerici basati sul metodo degli elementi finiti (FEM) per risolvere le equazioni differenziali parziali che descrivono i fenomeni fisici. Il software, a simulazione finita, consente di analizzare i risultati tramite strumenti avanzati di visualizzazione 2D e 3D, di generare report personalizzati e di creare animazioni per comprendere più a fondo i comportamenti fisici del sistema.

4.2 Simulazione del problema bidimensionale per λ_z e K_{zy}^{ITF}

Come prima cosa occorre definire il nuovo modello che si vuole implementare, per questo problema è stato scelto un modello standard di dimensione 2D che segue un flusso di lavoro predefinito.



Figura 4.1: Definizione del modello

Una volta definito il tipo di modello, si passa all'impostazione dei parametri globali che influenzano l'intera simulazione. Questi parametri comprendono le variabili geometriche, i materiali usati, le costanti fisiche rilevanti ed altre grandezze che possono essere modificate durante lo studio. Nello specifico di questa simulazione, è stata definita l'altezza delle riblets triangolari pari a $h_{triang} = \frac{1}{2\tan(\pi/6)} = 0,86603$.

4.2.1 Definizione della geometria

Successivamente è stata definita la geometria del modello, cioè il dominio fluido in cui dovranno essere risolte le equazioni di continuità e di quantità di moto. In questo problema, il dominio fluido coincide con la cella unitaria rappresentata in figura 3.1. La geometria dell'oggetto di studio è stata costruita attraverso l'uso degli strumenti di modellazione CAD integrati in COMSOL. E' stato utilizzato il comando "Polygon", il quale permette di generare una figura tramite l'inserimento delle coordinate dei suoi vertici. La figura è stata poi assemblata mediante la funzione "Form Union".

x (m)	y (m)
0	-h_triang
0	3
1	3
1	-h_triang
0.5	0
0	-h_triang

Figura 4.2: Coordinate della geometria 2D con altezza del dominio $y = 3$



Figura 4.3: Geometria 2D

4.2.2 Modellazione basata sulla fisica

La fase successiva alla realizzazione della geometria prevede la modellazione basata sulla fisica, ossia la selezione dei moduli fisici corrispondenti al problema studiato. Nel caso della presente simulazione, è stato utilizzato il modulo CFD (Computational Fluid Dynamics) che permette la simulazione dei flussi di fluidi. Grazie a questi moduli è possibile impostare le equazioni differenziali parziali che descrivono il fenomeno fisico e selezionare il tipo di analisi da condurre. Le equazioni che devono essere risolte nel dominio fluido sono l'equazione di continuità e della quantità di moto. Per questa trattazione è stato considerato un flusso laminare e stazionario. Il parametro del problema è la variabile ausiliaria u_{33}^{\dagger} , definita nell'equazione (3.29), proporzionale alla componente della velocità in direzione trasversale. Le proprietà del fluido sono state impostate manualmente pari a $\mu = 1 \text{ Pa s}$ e $\rho = 0,0001 \text{ kg/m}^3$, in modo tale da poter trascurare il termine convettivo dell'equazione di Navier-Stokes e studiare il problema di Stokes.

Equation

Show equation assuming:

Study 1, Stationary

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nabla \cdot [-p\mathbf{I} + \mathbf{K}] + \mathbf{F}$$

$$\rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$\mathbf{K} = \mu(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)$$

Figura 4.4: Equazioni di Navier-Stokes

4.2.3 Impostazione delle condizioni al contorno

Una volta definite le equazioni che descrivono il fenomeno fisico, sono state applicate alcune condizioni al contorno. Queste condizioni stabiliscono le interazioni tra il dominio fluido e l'ambiente esterno e definiscono le proprietà di carico applicate. In questa simulazione, è stata applicata la condizione "Periodic Flow Condition" sui due lati verticali del dominio fluido, in modo tale che la differenza di pressione risulti nulla tra gli stessi. Grazie a questa ipotesi, il caso studiato può essere considerato come una singola unità ripetibile, la quale è presente n-volte nell'ambito di una reale superficie.

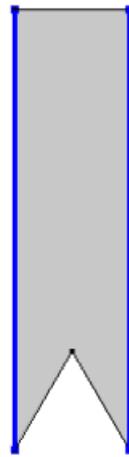


Figura 4.5: Condizione di periodicità

La seconda condizione riguarda gli sforzi e prende il nome di "Boundary Stress". È stata applicata all'estremità superiore del dominio dove è presente uno sforzo di taglio F di componenti $(1,0)$ lungo la direzione trasversale.

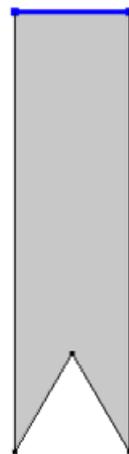


Figura 4.6: Condizione di sforzo all'estremità superiore del dominio

L'ultima condizione al contorno utilizzata è la condizione di no slip ed è stata applicata all'estremità inferiore della geometria. La condizione di no-slip impone che ci sia aderenza tra il fluido che scorre e le pareti oblique della riblet, ossia la parte solida.



Figura 4.7: Condizione di no slip

L'accurata impostazione di queste condizioni è cruciale per ottenere risultati realistici e coerenti.

4.2.4 Generazione della mesh

Con la geometria e le condizioni al contorno definite, si procede con la generazione della mesh, ossia con la discretizzazione del dominio di calcolo. La mesh rappresenta la suddivisione della geometria in piccoli elementi finiti che il software utilizzerà per risolvere le equazioni differenziali parziali. Nella presente simulazione, è stata scelta l'opzione "physics-controlled mesh" con dimensione extra fine dell'elemento.



Figura 4.8: Mesh della geometria 2D

4.3 Simulazione del problema bidimensionale per λ_x e K_{xy}^{ITF}

L'impostazione di questa simulazione non differisce molto da quella descritta precedentemente nel paragrafo 4.2. Le uniche differenze riguardano la modellazione basata sulla fisica e le condizioni al contorno. In questo caso l'equazione di Laplace è stata selezionata come base per modellare il comportamento del sistema, ciò ci ha permesso di risolvere il problema semplificato nella terza dimensione. La variabile dipendente di questo problema è la variabile ausiliaria u_{11}^{\dagger} , definita nell'equazione (3.29), proporzionale alla componente della velocità nella direzione del flusso. È stata assunta l'assenza di variazioni temporali.



Equation

Show equation assuming:

Study 1, Stationary

$$\nabla \cdot (-\nabla u_2) = 0$$
$$\nabla = \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right]$$

Figura 4.9: Equazione di Laplace

Per definire completamente il problema, sono state applicate alcune condizioni al contorno lungo i bordi della geometria. È stata impostata la condizione di "Zero Flux" sui due lati verticali del dominio fluido. Questa condizione impone che non ci sia trasferimento netto di grandezze, come calore o massa, attraverso i confini selezionati. Viene usata per modellare sistemi isolati o simmetrici dove si desidera che il flusso sia conservato. La seconda condizione utilizzata prende il nome di "Flux/Source" ed è stata applicata all'estremità superiore del dominio. Questa condizione aggiunge una sorgente $g=1$ al bordo considerato che genera o assorbe quantità di flusso all'interno del dominio. Nell'equazione di Laplace, questo vincolo si traduce nella presenza di termini aggiuntivi che descrivono questo comportamento. L'ultima condizione al contorno selezionata è la condizione "Dirichlet Boundary condition" ed è stata applicata all'estremità inferiore del dominio fluido lungo i lati obliqui della riblet, dove la variabile u_{11}^{\dagger} è stata fissata pari a 0. Questa condizione permette di fissare e mantenere costanti i valori delle variabili lungo i bordi considerati. Mediante queste impostazioni, è stato possibile realizzare una modellazione accurata del comportamento del fluido all'interno del dominio, prestando particolare attenzione alle condizioni di equilibrio ed alle interazioni con l'ambiente esterno.

4.4 Analisi dei risultati del problema bidimensionale

Una volta terminata la simulazione, si procede con il calcolo dei risultati finali mediante l'utilizzo di specifiche tecniche di post-processing. Per questo problema, sono stati usati i comandi "Line Average" e "Surface Integration". Il comando "Line Average" è stato applicato sull'estremità superiore del dominio fluido in modo tale da calcolare il valore medio delle variabili ausiliarie u_{33}^\dagger e u_{11}^\dagger lungo quella specifica linea. Il comando "Surface Integration" è stato applicato sulla superficie del dominio fluido bidimensionale per determinare l'integrale di u_{33}^\dagger e u_{11}^\dagger su tale area. L'integrazione di superficie ha permesso di sommare tutti i contributi locali di tali variabili al fine di ottenere le quantità globali $\iint u_{33}^\dagger$ e $\iint u_{11}^\dagger$, relative all'intera superficie considerata.

E' stato condotto uno studio parametrico al variare dell'altezza del dominio fluido lungo y . I risultati ottenuti per ogni altezza analizzata sono riportati nella seguente tabella:

y_∞	u_{11}^\dagger	u_{33}^\dagger	$\iint u_{11}^\dagger$	$\iint u_{33}^\dagger$
3	3,1707	3,0801	5,0404	4,7461
4	4,1707	4,0801	8,7111	8,3262
5	5,1707	5,0801	13,3820	12,9060
6	6,1707	6,0801	19,0530	18,4860
7	7,1707	7,0801	25,7230	25,0660
8	8,1707	8,0801	33,3940	32,6470

Tabella 4.1: Risultati del caso bidimensionale

Da questi valori, è stato possibile ricavare l'altezza di protrusione longitudinale λ_x e trasversale λ_z ed i coefficienti K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} tramite le seguenti equazioni:

$$\lambda_x = u_{11}^\dagger - y_\infty \quad (4.1)$$

$$\lambda_z = u_{33}^\dagger - y_\infty \quad (4.2)$$

$$K_{xy}^{ITF} = [m_{11}(y_\infty + \lambda_x) - y_\infty \lambda_x - \frac{y_\infty^2}{2}] \quad (4.3)$$

$$K_{zy}^{ITF} = [m_{33}(y_\infty + \lambda_z) - y_\infty \lambda_z - \frac{y_\infty^2}{2}], \quad (4.4)$$

in cui $m_{11} = \frac{\iint u_{11}^\dagger}{u_{11}^\dagger|_{y_\infty}}$, $m_{33} = \frac{\iint u_{33}^\dagger}{u_{33}^\dagger|_{y_\infty}}$ e y_∞ corrisponde all'altezza del dominio.

Le grandezze di interesse, ottenute mediante queste equazioni per ogni altezza del dominio analizzata, sono riportate nella seguente tabella:

y_∞	λ_x	λ_z	$\Delta\lambda$	K_{xy}^{ITF}	K_{zy}^{ITF}
3	0,1707	0,0801	0,0906	0,0283	0,0058
4	0,1707	0,0801	0,0906	0,0283	0,0058
5	0,1707	0,0801	0,0906	0,0285	0,0055
6	0,1707	0,0801	0,0906	0,0288	0,0054
7	0,1707	0,0801	0,0906	0,0281	0,0053
8	0,1707	0,0801	0,0906	0,0284	0,0062

Tabella 4.2: λ_x , λ_z , $\Delta\lambda$, K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} del problema bidimensionale

dove $\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_z$. I valori di λ_x , λ_z e $\Delta\lambda$ rimangono costanti, mentre i valori di K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} differiscono al variare dell'altezza del dominio. Per valutare la variazione di queste grandezze è stata utilizzata la seguente formula:

$$\Delta\% = \left[\frac{\text{Valore massimo} - \text{Valore minimo}}{\text{Valore minimo}} \times 100 \right] \%. \quad (4.5)$$

Le variazioni percentuali dei risultati sono indicate nella seguente tabella:

	Variazione percentuale
K_{xy}^{ITF}	2,49%
K_{zy}^{ITF}	16,98%

Tabella 4.3: Variazioni percentuali

E' possibile affermare che i risultati di queste simulazioni sono indipendenti dall'altezza del dominio. I valori di K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} presentano una variazione maggiore ed i loro andamenti sono riportati in figura 4.10 e 4.11.

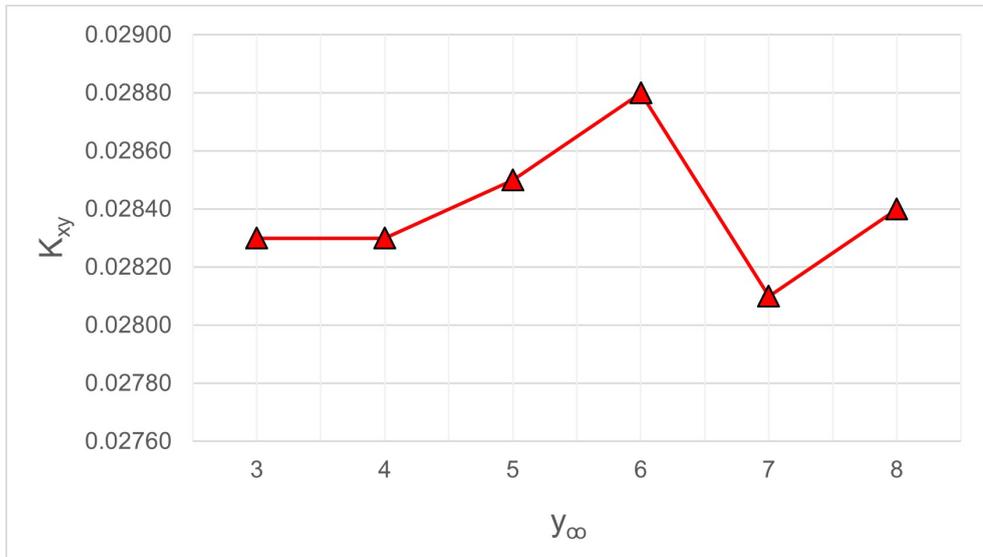


Figura 4.10: Andamento di K_{xy}^{ITF} rispetto a y_∞

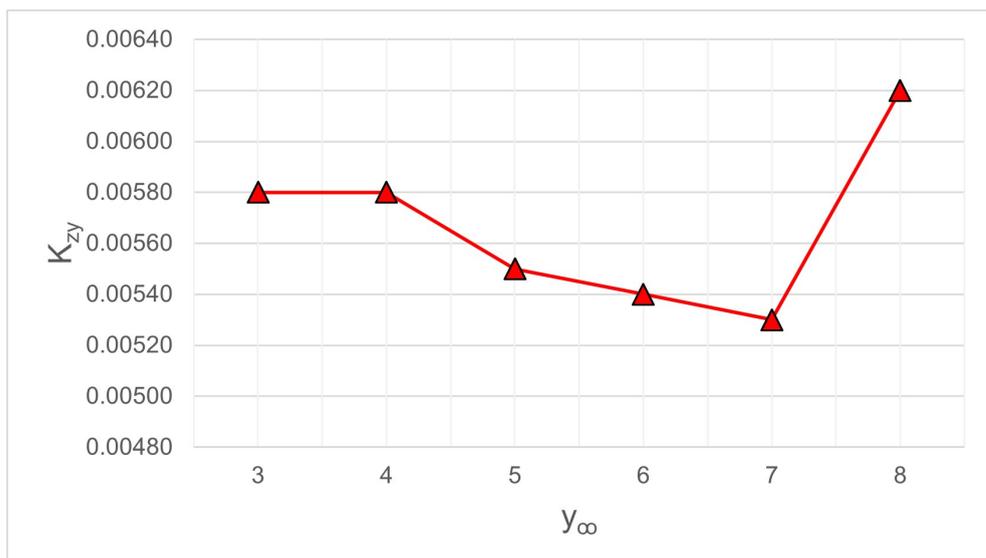


Figura 4.11: Andamento di K_{zy}^{ITF} rispetto a y_∞

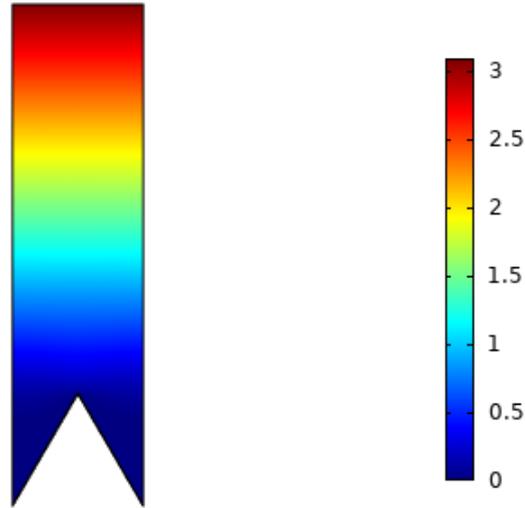


Figura 4.12: Mappa di u^+ sulla superficie per altezza del dominio $y_\infty = 3$

La figura 4.12 evidenzia la distribuzione della variabile ausiliaria u^+ , proporzionale alla velocità attraverso lo sforzo di taglio macroscopico, sulla superficie. I colori rappresentano la magnitudine di questa variabile, i valori più alti sono indicati con il rosso e quelli più bassi con il blu. La figura mostra un gradiente di u^+ ben definito tra le zone a valore maggiore e quelle a valore minore.

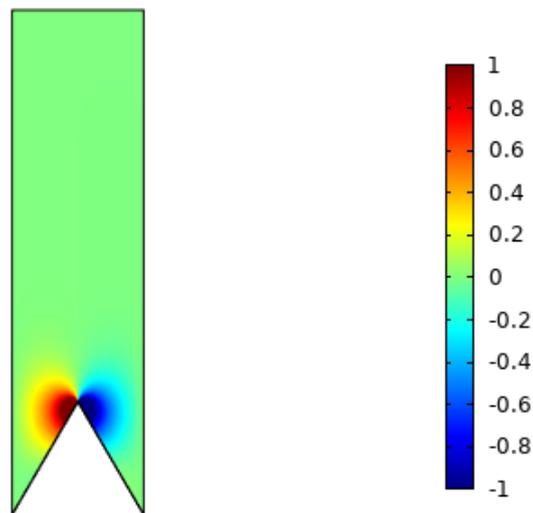


Figura 4.13: Mappa di p^+ sulla superficie per altezza del dominio $y_\infty = 3$

La figura 4.13 rappresenta la distribuzione della variabile ausiliaria p^+ , proporzionale alla pressione attraverso lo sforzo di taglio macroscopico, sulla superficie e mostra la presenza di due zone nell'intorno della punta della riblet a diverso valore di questa variabile.

4.5 Simulazione del problema tridimensionale

Anche per questa simulazione, si parte selezionando un nuovo modello di dimensione 2D e definendo come parametro globale l'altezza delle riblets triangolari pari

$$a_{h_{triang}} = \frac{1}{2 \tan(\pi/6)} = 0,86603.$$

4.5.1 Definizione della geometria

La geometria del dominio fluido è stata realizzata tramite il comando "Polygon". In questo caso, il dominio è composto da due poligoni distinti separati da una linea orizzontale. Il poligono superiore è un rettangolo ed il poligono inferiore è dato dalla differenza tra il rettangolo che contiene la superficie triangolare della riblet e la riblet stessa. Il confine tra le due figure è rappresentato dalla linea orizzontale posta in $y = 0$. Una volta definiti i due poligoni, il dominio è stato assemblato mediante la funzione "Form Union".



Figura 4.14: Geometria 2D

Per passare da questa figura bidimensionale al dominio tridimensionale è stata aggiunta una nuova componente 3D al modello. Nella geometria di questa componente è stato definito un piano di lavoro (y - z) tramite il comando "Work Plane", che serve come riferimento per la geometria bidimensionale. Nel piano di lavoro appena introdotto è stata importata la figura 2D mediante il comando "Import". Una volta importata, è possibile convertire la geometria bidimensionale in tridimensionale attraverso il comando di estrusione. Tramite questa operazione, la figura 2D importata viene estesa lungo l'asse x , generando il dominio 3D desiderato. Questo comando consente di impostare la lunghezza di estrusione della geometria lungo l'asse x , che in questa simulazione è stata presa pari a 2π .

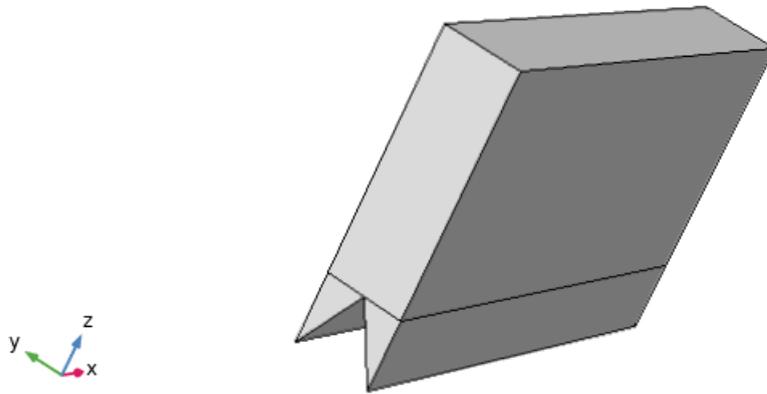


Figura 4.15: Geometria 3D di lunghezza 2π

Come si vede dall'immagine riportata, il dominio non è costituito da un unico solido, ma dalla somma di due volumi separati da una superficie orizzontale. Il comando "Form Union" permette di assemblare il dominio unendo i due volumi in un unico solido. Tuttavia, essi rimangono però divisi dalla spezzata chiusa che ne delimita i confini.

Le equazioni da risolvere sono quelle del problema di Stokes per le variabili ausiliarie u_{11}^+ e u_{33}^+ .

4.5.2 Impostazione delle condizioni al contorno

Nell'ambito di questa simulazione è stata applicata la condizione "Periodic Flow Condition" nelle direzioni x e y, in modo tale da ottenere una differenza di pressione nulla tra le due facce laterali lungo x e lungo y. Anche questo caso può essere considerato come una singola unità ripetibile.

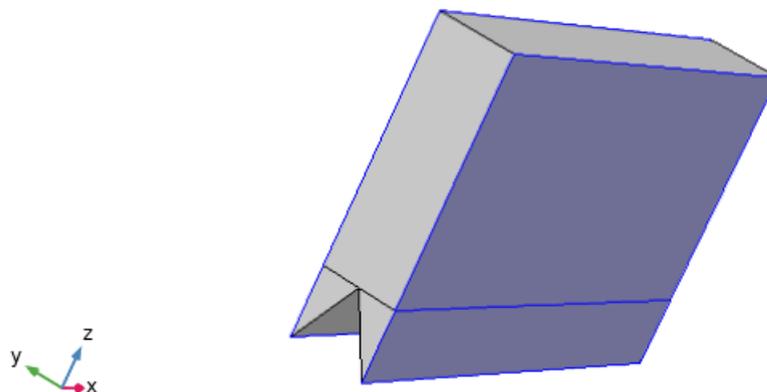


Figura 4.16: Condizione di periodicità

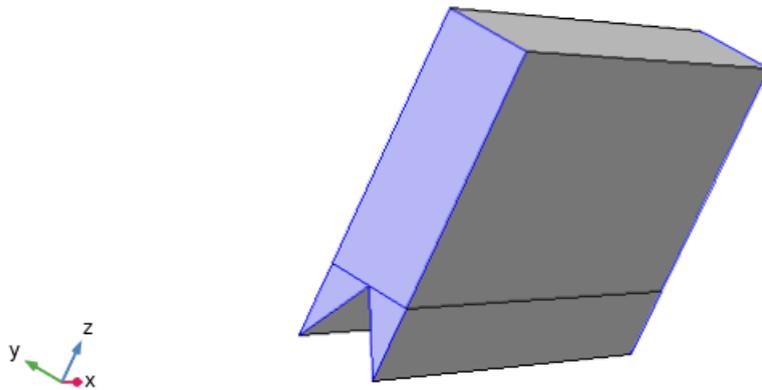


Figura 4.17: Condizione di periodicit 

La seconda condizione adottata   il "Boundary Stress" ed   stata implementata all'estremit  superiore del dominio dove   applicato uno sforzo F in due direzioni diverse, longitudinale e trasversale, al fine di determinare i vari coefficienti. Sono state effettuate due simulazioni: una in cui F ha componenti $(1,0,0)$, dove l'unica componente ad essere diversa da zero   quella diretta lungo l'asse x , ed un'altra in cui F ha componenti $(0,1,0)$, dove l'unica componente ad essere diversa da zero   quella diretta lungo l'asse y . Dalla prima simulazione si ottengono i valori di λ_x e K_{xy}^{ITF} e dalla seconda si ottengono i valori di λ_z e K_{zy}^{ITF} .

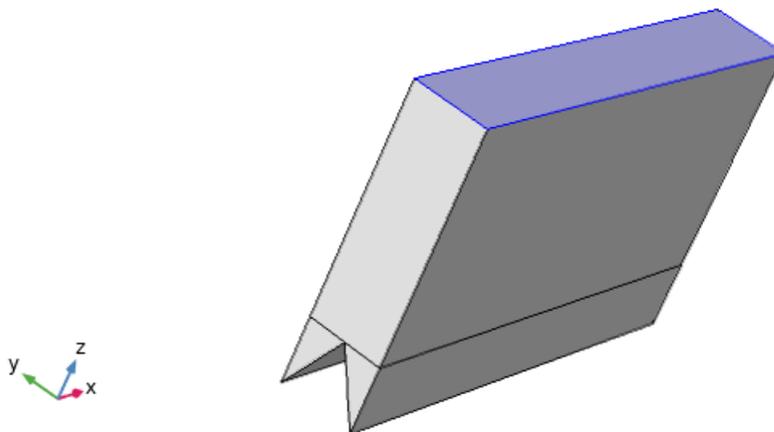


Figura 4.18: Condizione di sforzo all'estremit  superiore del dominio

L'ultima condizione al contorno utilizzata   la condizione di no slip ed   stata applicata all'estremit  inferiore del dominio fluido lungo le superfici oblique della riblet.

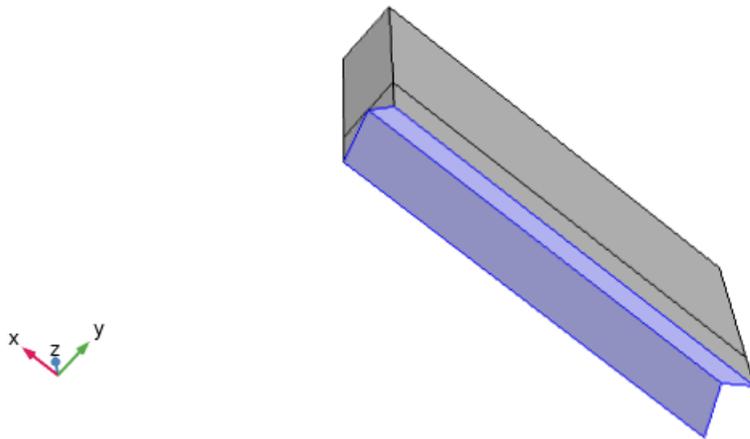


Figura 4.19: Condizione di no slip

4.5.3 Generazione della mesh

La mesh è stata costruita tramite il comando "physics-controlled mesh" e scegliendo extra fine come dimensione degli elementi in cui è discretizzato il dominio.

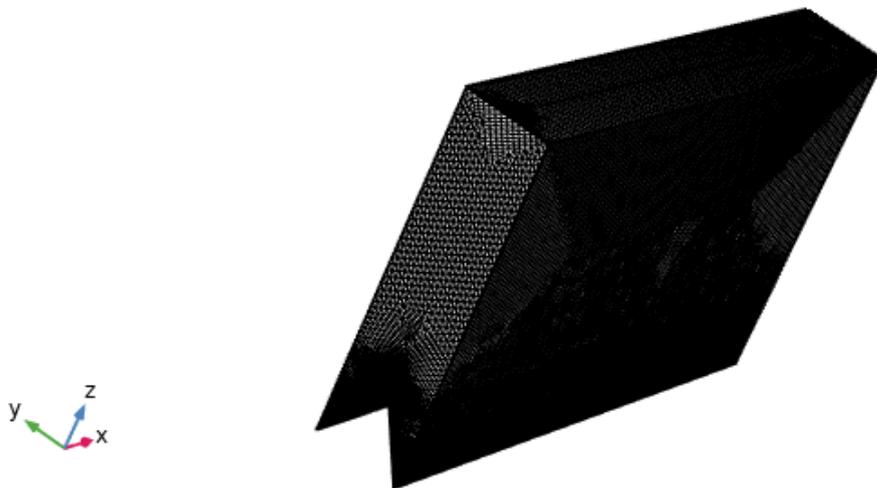


Figura 4.20: Mesh della geometria 3D

4.6 Analisi dei risultati del problema tridimensionale

Per calcolare i risultati delle simulazioni sono stati usati i comandi "Surface Integration" e "Volume Integration". Il comando "Surface Integration" è stato applicato sulla superficie orizzontale che separa i due volumi in cui è suddivisa la geometria tridimensionale per determinare l'integrale delle variabili ausiliarie $u_{11}^{\dagger}/(2\pi)$ e $u_{33}^{\dagger}/(2\pi)$ su tale area. L'integrazione di superficie ha permesso di ottenere una misura globale delle variabili, che ne rappresenta il comportamento complessivo su tale area. I valori che si ricavano da questa analisi sono rispettivamente λ_x e λ_z .

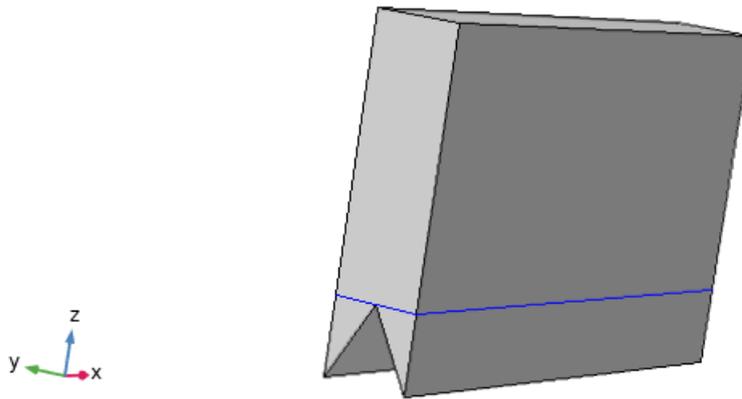


Figura 4.21: Superficie di calcolo

Il comando "Volume Integration" è stato applicato sulla parte inferiore del dominio fluido, cioè sul volume al di sotto della superficie orizzontale menzionata precedentemente, per determinare l'integrale delle variabili ausiliarie $u_{11}^{\dagger}/(2\pi)$ e $u_{33}^{\dagger}/(2\pi)$ su tale volume. Questa integrazione ha permesso di ricavare una valutazione complessiva della distribuzione di queste variabili in quella specifica regione. I valori che si ottengono da questa analisi sono rispettivamente K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} .

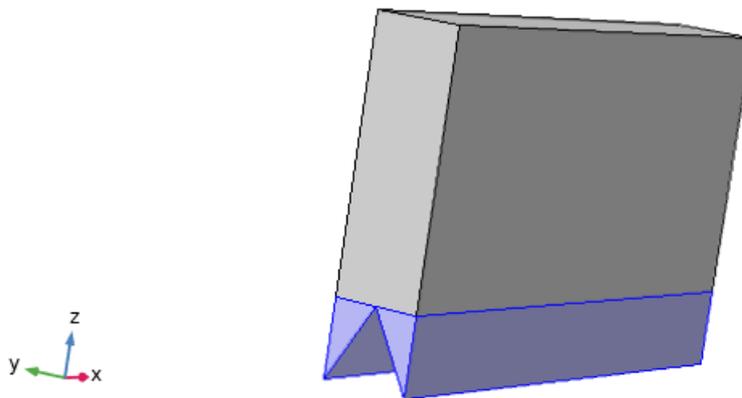


Figura 4.22: Volume di calcolo

E' stato effettuato uno studio parametrico al variare dell'altezza del dominio fluido lungo y . I valori delle grandezze di interesse, ottenuti per ogni altezza considerata, sono riportati nella seguente tabella:

y_∞	λ_x	λ_z	$\Delta\lambda$	K_{xy}^{ITF}	K_{zy}^{ITF}
3	0,16928	0,079113	0,09017	0,027981	0,0057515
4	0,16893	0,079023	0,08991	0,027888	0,0057358
5	0,16903	0,078892	0,09014	0,027929	0,0057301
6	0,16869	0,078900	0,08979	0,027874	0,0057284
7	0,16871	0,078720	0,08999	0,027867	0,0057196
8	0,16867	0,078554	0,09012	0,027860	0,0057072

Tabella 4.4: λ_x , λ_z , $\Delta\lambda$, K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} del problema tridimensionale

dove $\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_z$. I risultati differiscono leggermente al variare dell'altezza del dominio. Le variazioni percentuali di ciascuna grandezza sono state calcolate mediante l'equazione (4.5) e sono indicate nella seguente tabella:

	Variazione percentuale
λ_x	0,36%
λ_z	0,71%
$\Delta\lambda$	0,42%
K_{xy}^{ITF}	0,43%
K_{zy}^{ITF}	0,78%

Tabella 4.5: Variazioni percentuali

Dai calcoli effettuati è emerso che queste variazioni risultano essere sufficientemente basse da poter essere trascurate. Anche in questo problema è stata verificata l'indipendenza dei risultati dall'altezza del dominio.

4.7 Confronto tra risultati bidimensionali e tridimensionali

Sono stati messi a confronto i risultati ottenuti dalla geometria bidimensionale e tridimensionale. Questi valori risultano essere estremamente simili, con un errore relativo tra i due casi compreso tra l'1% ed il 2%. Tale risultato implica che attraverso le due simulazioni si arriva a valori praticamente identici, ma il calcolo bidimensionale, a livello di tempistica, è molto più rapido rispetto al calcolo tridimensionale. In questo problema l'approssimazione bidimensionale può essere utilizzata con un margine di errore trascurabile rispetto al caso tridimensionale. Le figure 4.23 e 4.24 rappresentano questa analisi.

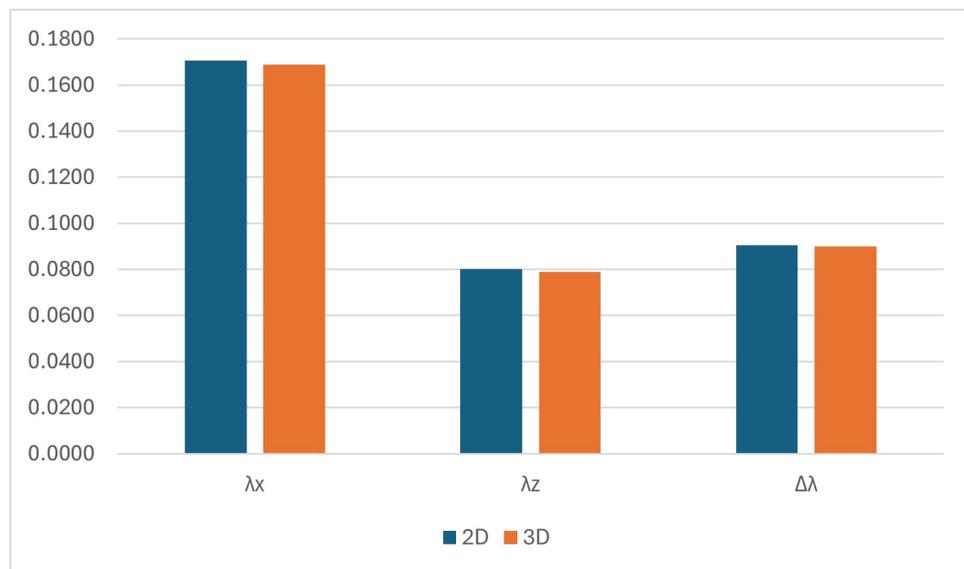


Figura 4.23: Errore di λ_x , λ_z e $\Delta\lambda$ tra la geometria 2D e 3D

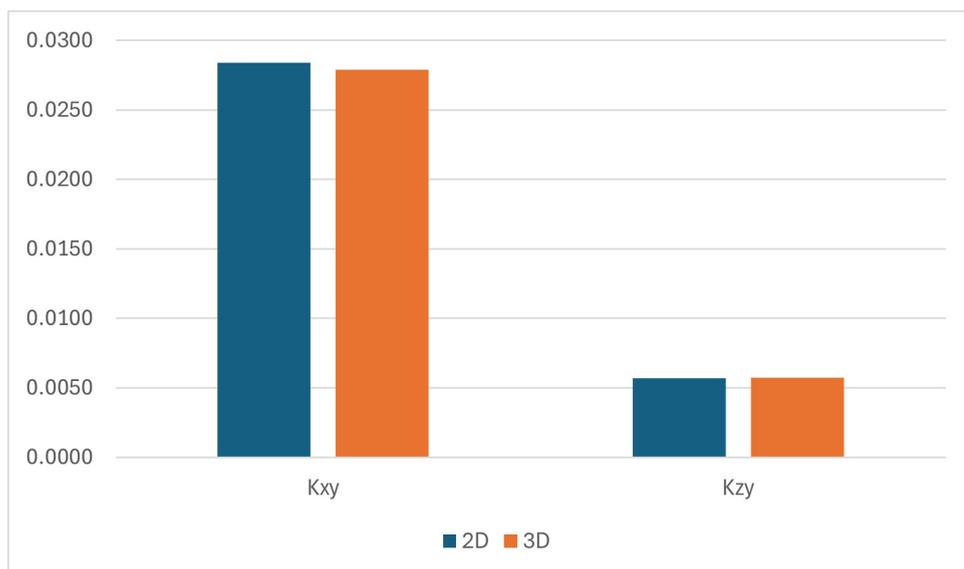


Figura 4.24: Errore di K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} tra la geometria 2D e 3D

5 Riblets sinusoidali

Il secondo problema analizzato riguarda una superficie caratterizzata dalla presenza di riblets sinusoidali in fase. Le riblets considerate presentano una sezione trasversale di forma triangolare con angolo al vertice di 60° . Analogamente al problema precedente, l'obiettivo delle simulazioni eseguite consiste nel determinare l'altezza di protrusione longitudinale λ_x e trasversale λ_z ed i rispettivi coefficienti K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} per questa geometria.

5.1 Simcenter STAR-CCM+

Come supporto per la risoluzione numerica di questo problema, è stato utilizzato il programma Simcenter STAR-CCM+. Simcenter STAR-CCM+ è un software avanzato di simulazione CFD (Computational Fluid Dynamics) sviluppato da Siemens Digital Industries Software. Permette di modellare fenomeni multifisici come trasmissione di calore, flussi di fluidi, combustione, aerodinamica e interazioni tra il fluido e la struttura (FSI) e consente di accoppiarli in maniera efficiente. Simcenter STAR-CCM+ è ampiamente utilizzato in diversi settori dell'ingegneria al fine di progettare, analizzare e ottimizzare prodotti complessi. Questo software consente di effettuare simulazioni di flussi comprimibili/incomprimibili, stazionari/transitori e turbolenti, laminari o misti. Il flusso di lavoro in Simcenter STAR-CCM+ presenta una serie di passaggi ben definiti per impostare e risolvere una simulazione:

- Importazione o creazione della geometria;
- Definizione della fisica;
- Definizione delle condizioni al contorno;
- Generazione della mesh;
- Impostazione dei parametri di soluzione (solutori);
- Esecuzione della simulazione;
- Post-processing e analisi dei risultati.

Simcenter STAR-CCM+ dispone di strumenti di generazione della mesh automatica avanzati, che permettono di creare griglie di calcolo che si adattano automaticamente alla geometria del dominio e al tipo di flusso. Questo software utilizza solutori avanzati basati su diversi metodi numerici, tra cui il metodo dei volumi finiti (FVM). Simcenter STAR-CCM+, a simulazione finita, presenta potenti strumenti di analisi e visualizzazione dei risultati come grafici, animazioni e visualizzazioni tridimensionali. Questi strumenti consentono di esaminare attentamente i risultati delle simulazioni, di comprendere meglio il comportamento fluidodinamico del modello e di ricavare informazioni utili al fine di ottimizzare i progetti.

5.2 Simulazione del problema sinusoidale

Anche in questo problema, si definisce come parametro globale l'altezza delle riblets triangolari pari a $h_{triang} = \frac{1}{2\tan(\pi/6)} = 0,86603$.

5.2.1 Definizione della geometria

Una parte della geometria di questa simulazione è stata realizzata sul programma COMSOL Multiphysics ed è stata successivamente importata sul programma Simcenter Star-CCM+. Inizialmente, sono state definite quattro componenti geometriche bidimensionali in cui, mediante il comando "Polygon", sono state realizzate quattro figure: un rettangolo, che si estende in larghezza da 0 a 1 e in altezza da $-h_{triang}$ a 0,5, e tre triangoli equilateri adiacenti di altezza h_{triang} . Le coordinate utilizzate per costruire il triangolo centrale sono: $(0, 0,5, 0)$ per il vertice e $(0, -h_{triang})$ e $(1, -h_{triang})$ per i due punti estremi della base. Gli altri due triangoli sono stati realizzati traslando a destra ed a sinistra il triangolo centrale di una quantità pari a $(1, 0)$.

Successivamente, è stata introdotta una nuova componente geometrica tridimensionale all'interno della quale è stato costruito il dominio fluido di calcolo. Le riblets sinusoidali si sviluppano lungo l'asse longitudinale x , che indica la direzione del flusso. La seguente descrizione verterà sulla realizzazione della riblet centrale. Mediante il comando "Parametric Surface" sono state realizzate tre superfici, rispettivamente le due facce laterali oblique e la base della riblet sinusoidale. Le coordinate delle superfici sono state definite mediante due parametri s_1 e s_2 che variano in determinati intervalli. Il parametro s_1 varia tra 0 e la lunghezza totale del dominio lungo x per tutte e tre le facce della riblet. Questo parametro ha una natura angolare, il che giustifica l'andamento sinusoidale della superficie. Il parametro s_2 varia tra 0 e 0,5 per le facce oblique della riblet, mentre varia tra 0 e 1 per la base in modo tale che coincida con la base del triangolo centrale definito precedentemente. Oltre alle coordinate, bisogna indicare anche le espressioni che definiscono la forma delle superfici. Le coordinate spaziali di una delle due superfici oblique sono:

- $x = s_1$
- $y = \sin(s_1) + s_2$
- $z = -\left(\frac{h_{triang}}{0,5}\right) s_2 + h_{triang}$

ed è posizionata in $(0, 0,5, -h_{triang})$. L'asse x varia linearmente con il primo parametro. L'asse y è definito dalla somma tra una funzione sinusoidale ed il secondo parametro. La presenza del termine sinusoidale rende la superficie ondulata lungo questo asse. L'asse z dipende da s_2 e da h_{triang} ed è definito dall'equazione di una retta con pendenza negativa compresa tra i valori limite di s_2 . Le coordinate spaziali dell'altra superficie obliqua sono:

- $x = s_1$
- $y = \sin(s_1) + s_2$

- $z = \left(\frac{h_{triang}}{0.5}\right) s_2 + h_{triang}$

ed è posizionata in $(0, 0, -2h_{triang})$. In questo caso, l'asse z è definito dall'equazione di una retta con pendenza positiva compresa tra i valori limite di s_2 . Le due superfici oblique risultano essere simmetriche rispetto all'asse $y=0,5$ nel piano (y,z) .

Le coordinate spaziali della base sono:

- $x = s_1$
- $y = \sin(s_1) + s_2$
- $z = 0$

ed è posizionata in $(0, 0, -h_{triang})$. L'asse principale della geometria è orientato lungo z . Una volta costruite queste superfici, sono state realizzate la faccia triangolare anteriore e posteriore che chiudono la riblet. Tramite il comando "Work Plane" sono stati definiti due piani di lavoro $(y-z)$, nei quali è stato importato il triangolo centrale bidimensionale mediante il comando "Import". I due piano di lavoro sono posizionati uno in $x=0$ e l'altro nella x corrispondente alla lunghezza totale del dominio. Tutte queste superfici sono state trasformate in un solido tridimensionale attraverso il comando "Convert to Solid". Le altre due riblets sono state ottenute in maniera analoga, trasladando a destra ed a sinistra la riblet centrale di una quantità pari a $(0, 1, 0)$.

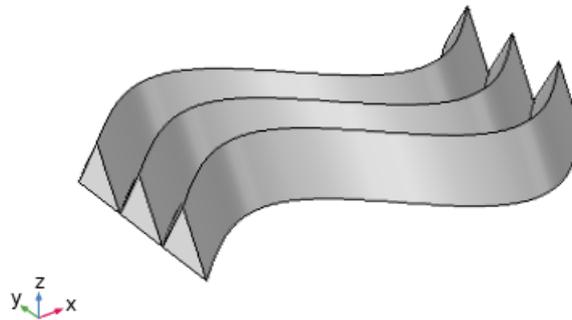


Figura 5.1: Riblets sinusoidali

Una volta definite le riblets sinusoidali, il rettangolo bidimensionale precedentemente creato è stato importato in un nuovo piano di lavoro $(y-z)$, posizionato in $x=0$. Mediante l'operazione di estrusione, la figura importata è stata estesa lungo l'asse x fino alla lunghezza totale del dominio, ottenendo così un parallelepipedo. L'oggetto è stato poi trasformato in un solido tridimensionale tramite il comando "Convert to Solid". A questo punto, sono presenti quattro solidi: le tre riblets ed il parallelepipedo. Per generare il dominio di calcolo desiderato è stato utilizzato il comando "Difference". Questa operazione va a sottrarre una geometria da un'altra, creando così una nuova forma risultante. Il primo solido da selezionare è chiamato

"Target" (parallelepipedo) ed è l'oggetto dal quale verrà sottratto il secondo solido chiamato "Tool" (riblets) per ottenere la geometria desiderata.

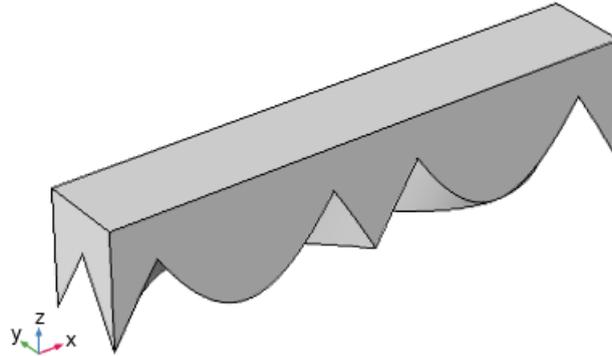


Figura 5.2: Geometria tridimensionale sinusoidale

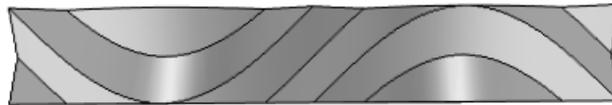


Figura 5.3: Geometria nel piano (x,y) (dettaglio base)

La geometria realizzata su COMSOL Multiphysics è stata successivamente importata sul programma Simcenter STAR-CCM+, dove è stato costruito un parallelepipedo di altezza 2,5 attraverso l'estrusione della superficie superiore del dominio importato. La geometria finale si estende da $z = -h_{\text{triang}}$ a $z = 3$.

Le equazioni da risolvere sono quelle del problema di Stokes per le variabili ausiliarie u_{11}^{\dagger} e u_{33}^{\dagger} .

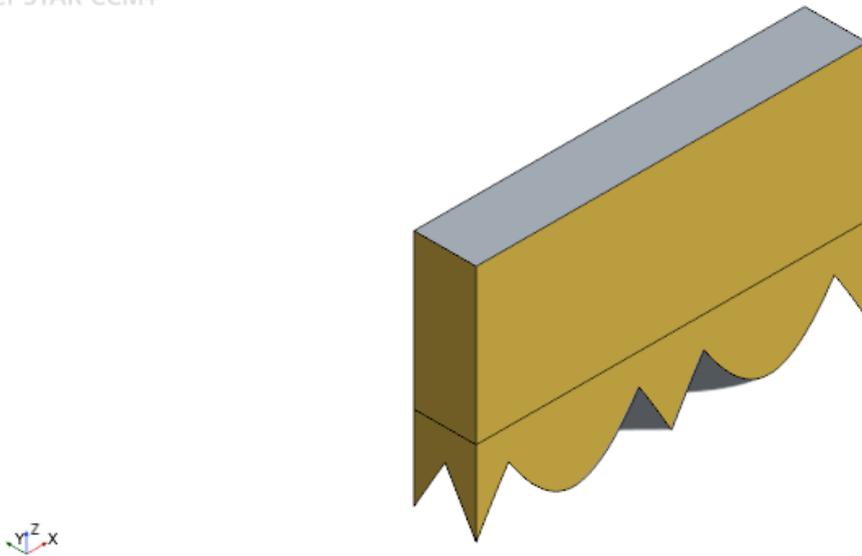


Figura 5.4: Geometria sinusoidale completa

5.2.2 Impostazione delle condizioni al contorno

Le condizioni al contorno selezionate nella presente simulazione sono analoghe a quelle utilizzate per le riblets longitudinali tridimensionali. La condizione di periodicità è stata impostata nelle direzioni x e y , in modo tale da ottenere una differenza di pressione nulla tra le due facce laterali lungo x e lungo y . Anche questo caso può essere considerato come una singola unità ripetibile.

La condizione di sforzo è stata applicata all'estremità superiore del dominio, dove è presente una forza di taglio generata dall'attrito viscoso esercitato dal fluido sulla superficie all'interno del dominio di simulazione. Il valore scalare della forza è stato preso pari a $1 \times \text{Area}[2]$, dipende dall'area della faccia su cui agisce e dalla sua orientazione. Il 2 nella formula indica l'asse z , cioè l'asse perpendicolare alla superficie considerata, e l'1 è un fattore di scala. Anche per questo problema devono essere effettuate due simulazioni a seconda di dove è diretto lo sforzo: una in cui è diretta lungo l'asse x e le sue componenti lungo y e z sono pari a zero ed un'altra in cui è diretta lungo l'asse y e le sue componenti lungo x e z sono nulle. Dalla prima simulazione si ottengono i valori di λ_x e K_{xy}^{ITF} e dalla seconda si ottengono i valori di λ_z e K_{zy}^{ITF} .

La condizione di no slip è stata applicata all'estremità inferiore del dominio fluido sulla superficie delle riblets.

5.2.3 Generazione della mesh

Il programma Simcenter STAR-CCM+, durante l'esecuzione delle simulazioni, risolve le equazioni del fenomeno fisico studiato in modo iterativo, monitorando la convergenza delle soluzioni ed il comportamento dei parametri di interesse.

Nel corso delle simulazioni eseguite, uno degli aspetti critici è stato l'ottimizzazione della mesh al fine di bilanciare la precisione dei risultati con il tempo computazionale richiesto. Inizialmente, è stata adottata una dimensione degli elementi della mesh molto fine, pari a 0,006 m, per la discretizzazione del dominio importato da COMSOL ed un numero di strati pari a 80 per discretizzare il dominio estruso su Simcenter. Questa scelta si basava sull'obiettivo di ottenere valori più accurati dei risultati. Tuttavia, a causa della complessità della geometria e della finezza della mesh, il tempo necessario per raggiungere la convergenza era considerevole e ha reso poco pratico proseguire con tale approccio.

Per risolvere questo problema, è stata adottata una diversa procedura che ha permesso di ottenere un adeguato livello di accuratezza dei risultati insieme ad una riduzione dei tempi di calcolo. È stata impostata una mesh iniziale con dimensione degli elementi più grande, riducendo il numero di elementi in cui è stato discretizzato il dominio. In questo nuovo approccio denominato mesh dependency, il monitoraggio delle curve di convergenza dei risultati è stato fondamentale. Durante l'esecuzione delle simulazioni si è osservato fino a quando le curve dei parametri di interesse raggiungevano quasi la convergenza, ossia quando la curva iniziava ad appiattirsi. Appena la curva iniziava a diventare costante, la mesh veniva cambiata in una più fine. Eseguendo lo stesso procedimento più volte, la mesh è stata progressivamente raffinata riducendo la dimensione degli elementi in più fasi fino a raggiungere una dimensione pari a 0,03 m ed un numero di strati pari a 50. Ad ogni cambiamento di mesh, la simulazione veniva fatta partire dal valore finale ottenuto con la mesh precedente.

Dimensione elementi	0,1 m	0,07 m	0,05 m	0,03 m
Numero di strati	30	40	45	50

Tabella 5.1: Dimensione della mesh

I risultati ottenuti da questo procedimento sono stati impostati come condizione iniziale nella simulazione con la mesh più fine (0,006 m).

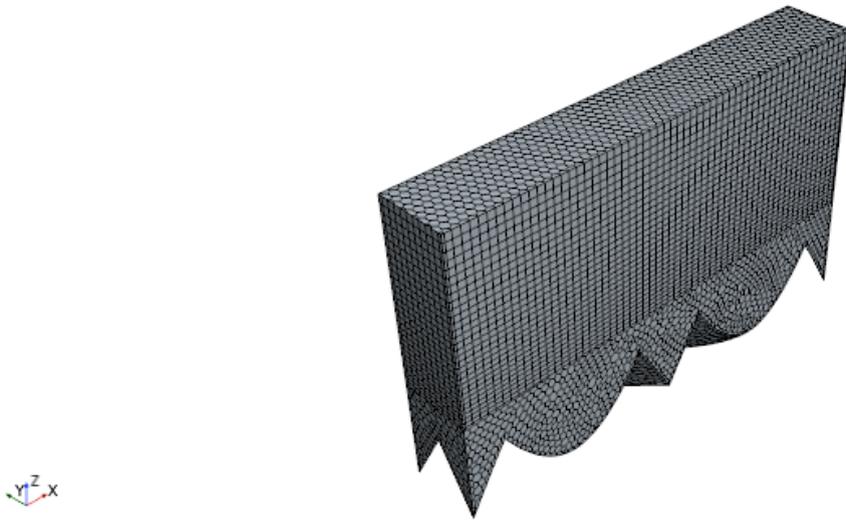


Figura 5.5: Mesh rada della geometria sinusoidale

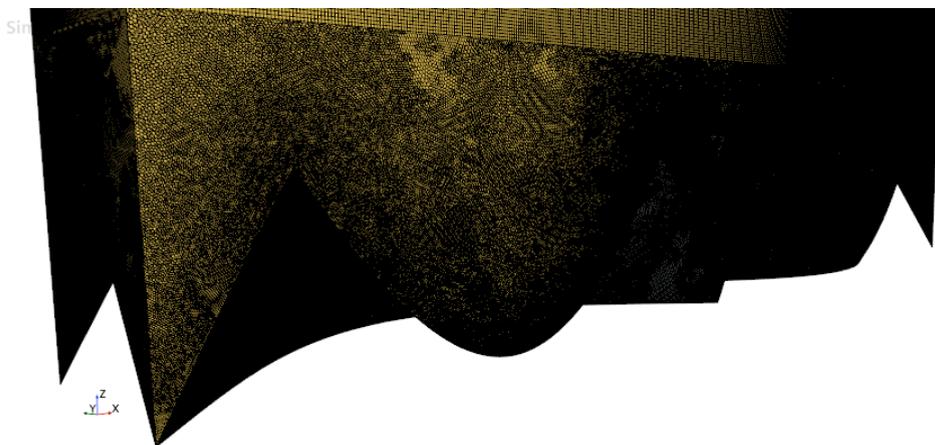


Figura 5.6: Mesh fine della geometria sinusoidale (dettaglio volume inferiore)

Questo approccio progressivo ha permesso una riduzione notevole del tempo di calcolo complessivo, dato che il sistema era già molto vicino al valore di convergenza. Per l'esecuzione delle simulazioni è stato utilizzato il super computer Galileo 100 del CINECA. Il Galileo 100 è dotato di processori Intel Xeon e GPU ed offre elevate prestazioni con una potenza di calcolo che raggiunge diverse decine di PetaFLOPS. Utilizza un sistema operativo Linux ottimizzato per HPC ed include strumenti per la gestione dei carichi di lavoro come Slurm e MPI. Il Galileo 100 fa parte del progetto EuroHPC ed è sviluppato per supportare la ricerca scientifica e tecnologica in Italia ed in Europa.

Non solo è stata dimostrata l'efficacia nella riduzione del tempo computazionale, ma anche la dipendenza delle simulazioni dalla dimensione degli elementi della mesh. Il comportamento delle variabili evidenzia differenze significative al variare della risoluzione della griglia. L'analisi effettuata dimostra che una corretta discretizzazione del dominio è fondamentale per garantire l'accuratezza dei risultati.

5.3 Analisi dei risultati del problema sinusoidale

Inizialmente, sono state configurate delle "Derived Parts" per identificare ed analizzare porzioni specifiche del dominio fluido. In questo modo, è possibile eseguire calcoli mirati su determinate regioni e migliorare la precisione dell'analisi. Sono state evidenziate due parti derivate:

- Below zero volume: Questa regione si riferisce al volume del dominio che si trova al di sotto del piano di riferimento posto in corrispondenza della punta delle riblets.

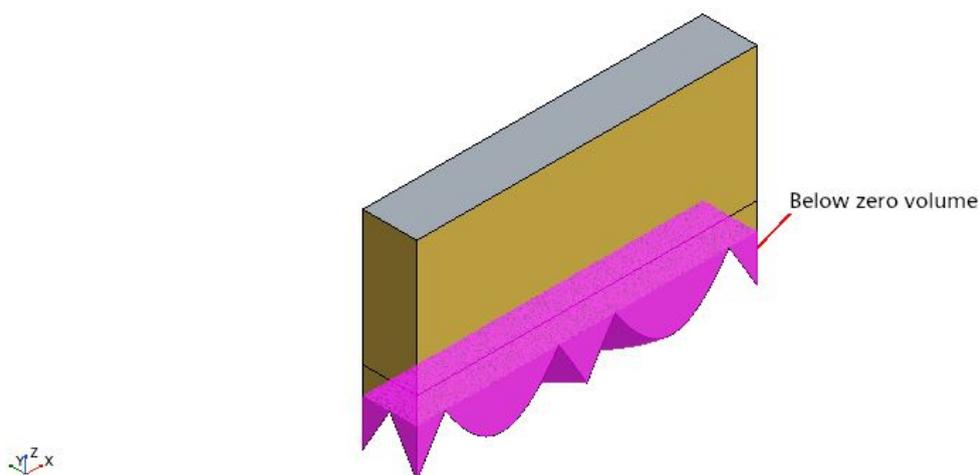


Figura 5.7: Below zero volume

- Zero plane: Questa superficie corrisponde al piano precedentemente menzionato, cioè quello tangente alla punta delle riblets.

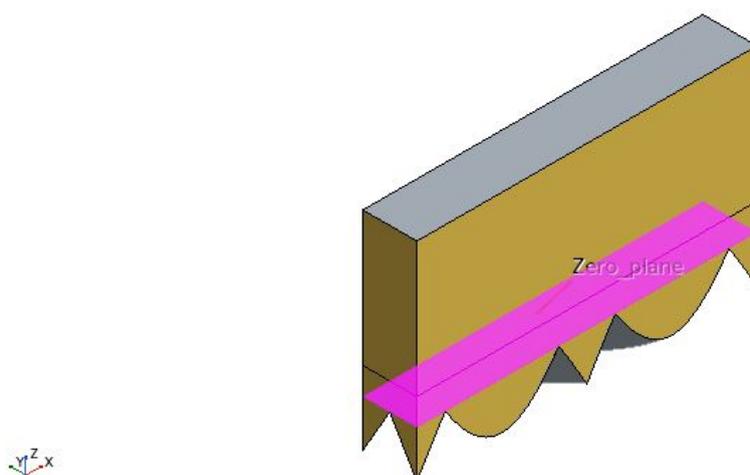


Figura 5.8: Zero plane

Successivamente, sono stati generati dei "Reports" per indicare la modalità di calcolo delle grandezze di interesse. I valori di K_{xy}^{ITF} e K_{zy}^{ITF} sono stati ottenuti integrando rispettivamente le variabili ausiliarie u_{11}^{\dagger} e u_{33}^{\dagger} nel below zero volume. I valori di λ_x

e λ_z sono stati ricavati integrando rispettivamente le variabili ausiliarie u_{11}^+ e u_{33}^+ nel zero plane. Le operazioni di integrazione hanno permesso di ottenere valori globali di queste grandezze nelle regioni considerate ed hanno offerto una comprensione più approfondita del loro comportamento. I risultati finali delle integrazioni sono stati divisi per il valore dell'area del zero plane. Questi dati sono stati fondamentali per valutare l'efficienza ed il comportamento complessivo del modello simulato.

E' stato effettuato uno studio parametrico al variare della lunghezza d'onda del dominio fluido lungo x . I valori della lunghezza d'onda analizzati sono π , 2π , 3π e 4π .

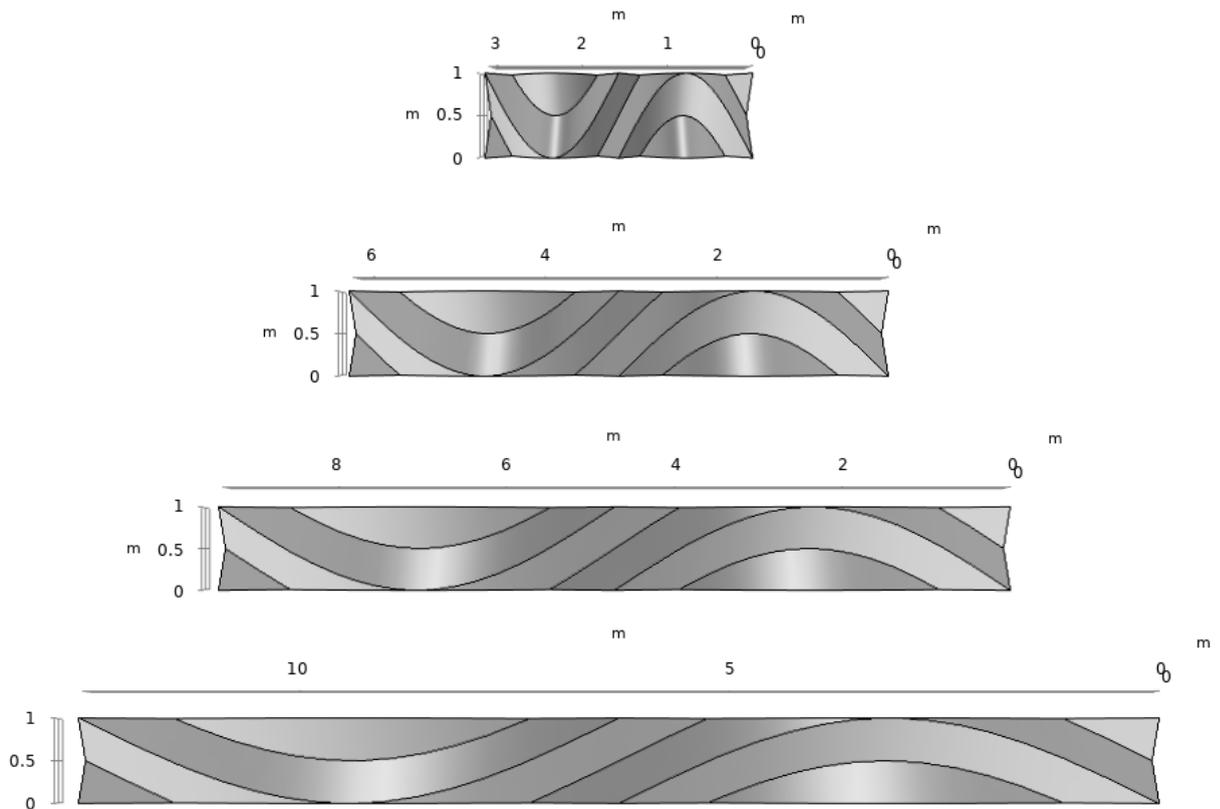


Figura 5.9: Geometria nel piano (x,y) , lunghezze d'onda analizzate

Le seguenti figure rappresentano gli andamenti dei vari coefficienti al variare della lunghezza d'onda.

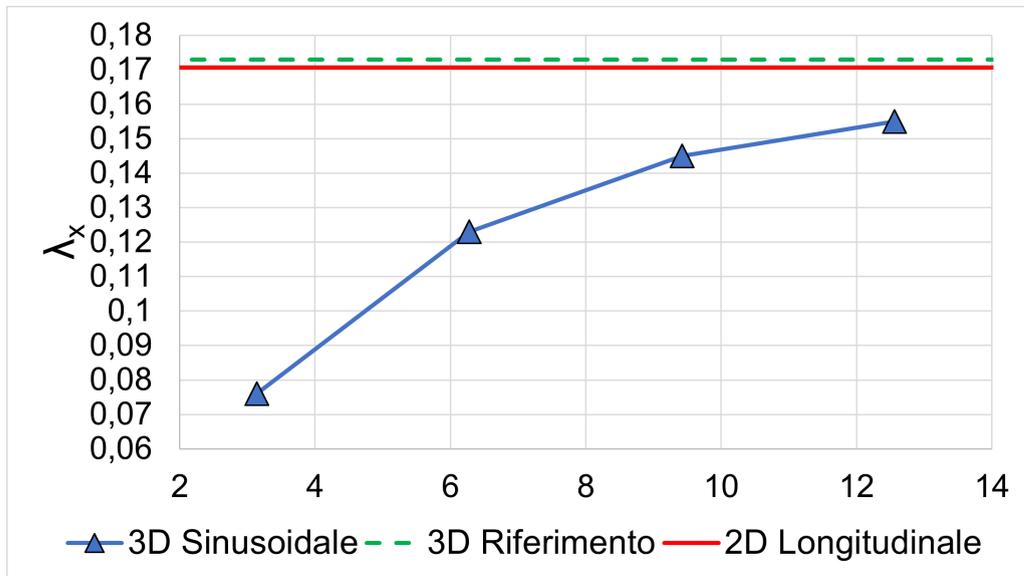


Figura 5.10: Risultati di λ_x di questa trattazione in funzione della lunghezza d'onda in blu. Confronto con i risultati del problema 2D longitudinale in rosso e di uno studio di riferimento [22] in verde.

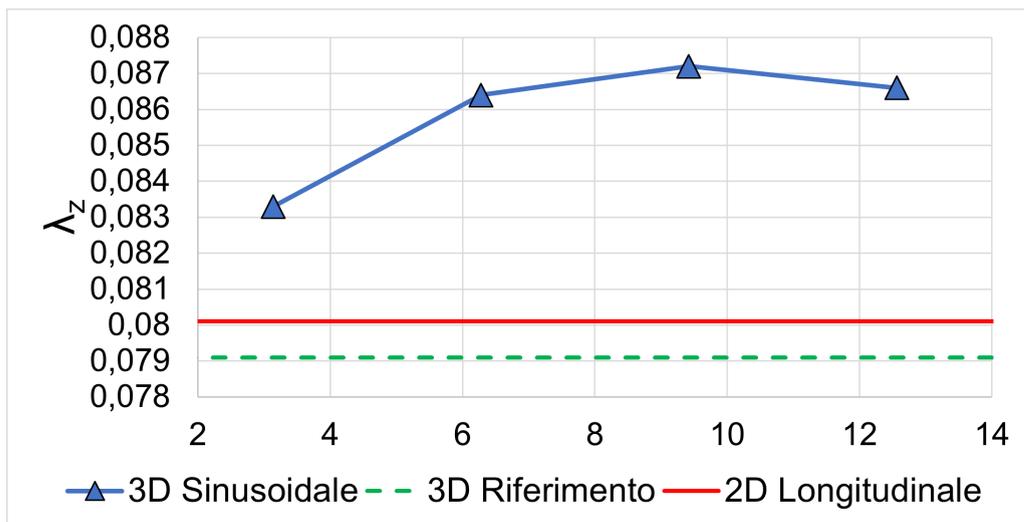


Figura 5.11: Risultati di λ_z di questa trattazione in funzione della lunghezza d'onda in blu. Confronto con i risultati del problema 2D longitudinale in rosso e di uno studio di riferimento [22] in verde.

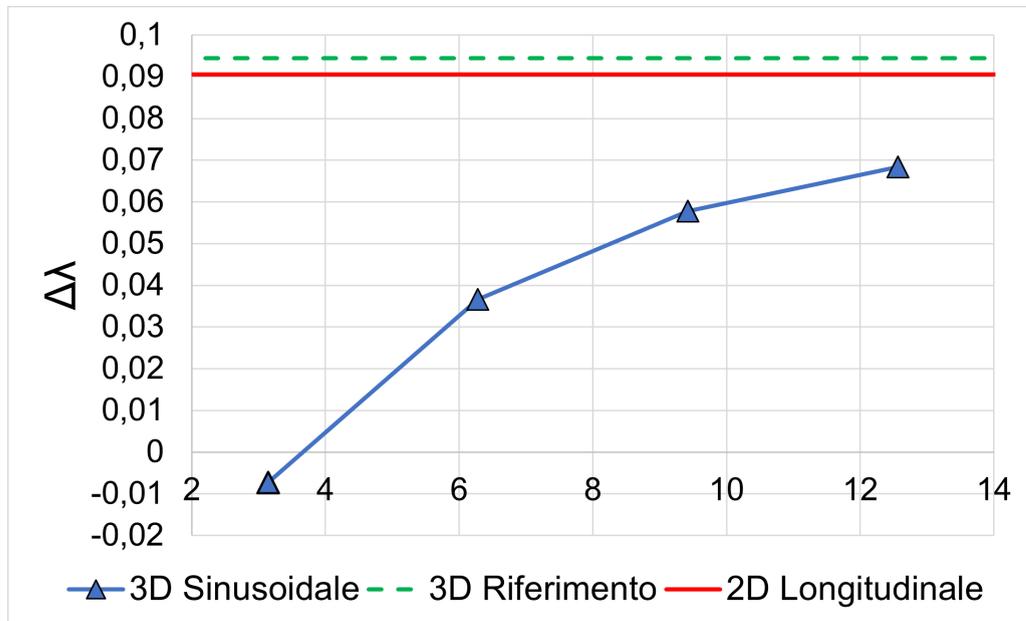


Figura 5.12: Risultati di $\Delta\lambda$ di questa trattazione in funzione della lunghezza d'onda in blu. Confronto con i risultati del problema 2D longitudinale in rosso e di uno studio di riferimento [22] in verde.

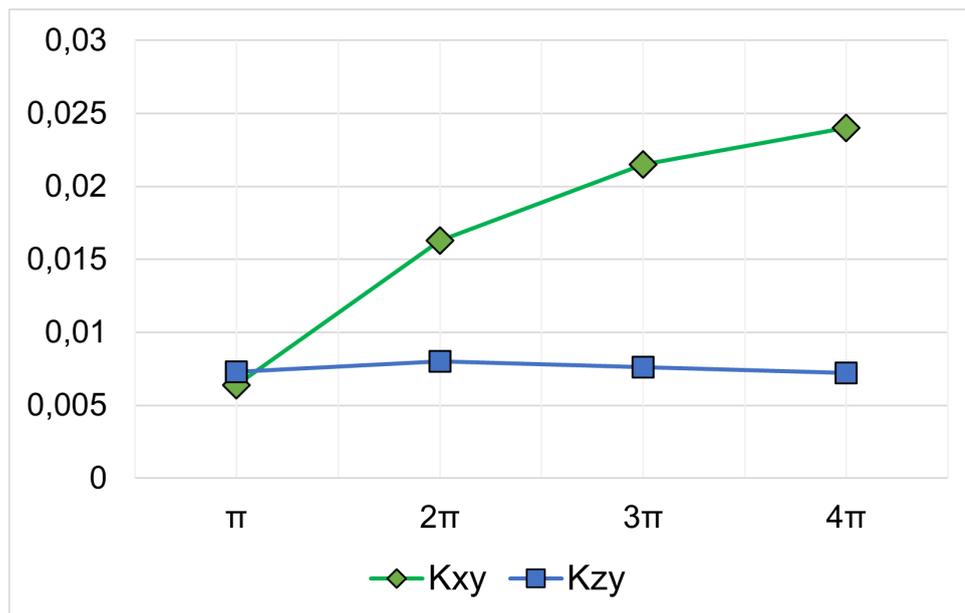


Figura 5.13: Andamento di K_{xy}^{ITF} in verde e di K_{zy}^{ITF} in blu in funzione della lunghezza d'onda.

Dai grafici si nota come i valori dei coefficienti aumentano all'aumentare della lunghezza d'onda. In corrispondenza di una lunghezza d'onda pari a π il $\Delta\lambda$ assume un valore negativo, a cui corrisponde un aumento dell'attrito superficiale, vedi (2.7). Da questi risultati si può dedurre come lunghezze d'onda minori non siano ottimali al fine di ridurre la resistenza, mentre all'aumentare di questa grandezza geometrica i valori sono più promettenti. Nei grafici di λ_x , λ_z e $\Delta\lambda$ sono riportati anche degli asintoti orizzontali corrispondenti ai risultati ricavati dalla simulazione del problema bidimensionale $\lambda_x = 0,1707$, $\lambda_z = 0,0801$ e $\Delta\lambda = 0,0906$. Malgrado i risultati di λ_x e $\Delta\lambda$ del caso sinusoidale crescono all'aumentare della lunghezza d'onda del dominio tendendo ai risultati del problema bidimensionale, rimangono comunque al di sotto degli asintoti per ogni valore della lunghezza d'onda analizzato. I valori di λ_z della geometria sinusoidale invece sono posizionati al di sopra dell'asintoto orizzontale e presentano un andamento a massimo in corrispondenza di 3π . Questa analisi mostra come nel regime viscoso, dove la riduzione dell'attrito superficiale è rappresentata da una legge lineare proporzionale a $\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_z$ (2.7), le riblets longitudinali presentano prestazioni migliori rispetto a questa configurazione sinusoidale. Al contrario, nella letteratura [13],[19],[20] le riblets sinusoidali sembrano avere un migliore effetto sull'inibizione dei moti turbolenti lontano dalla parete rispetto alle riblets longitudinali, poichè vanno a combinare due meccanismi di riduzione dell'attrito superficiale (riblets longitudinali e moto oscillatorio del flusso). Si considera uno studio di riferimento [22], nel quale sono state analizzate due configurazioni di riblets sinusoidali triangolari in fase:

Geometria	Lunghezza d'onda	β_{max}
LONG	180	2°
SHORT	30	12°

Tabella 5.2: Geometrie analizzate da [22]

Nelle figure 5.10, 5.11, 5.12 vengo riportati i valori di λ_x , λ_z e $\Delta\lambda$ relativi al caso LONG, essendo la configurazione che ha mostrato prestazioni migliori. I loro risultati si discostano molto da quelli ricavati in questa trattazione e appaiono essere maggiori per λ_x , $\Delta\lambda$ e minori per λ_z . Questa discordanza può trovare una duplice spiegazione. Innanzitutto, la geometria del dominio studiata è leggermente diversa in termini di angolo β che la riblet sinusoidale forma con la direzione longitudinale x . L'angolo β varia lungo x , quindi si considera il suo valore massimo β_{max} . In questa trattazione:

Lunghezza d'onda	β_{max}
π	$63,4^\circ$
2π	45°
3π	$33,7^\circ$
4π	$26,6^\circ$

Tabella 5.3: Geometria sinusoidale

Inoltre, le lunghezze d'onda da loro studiate sono molto maggiori rispetto a quelle considerate in questa trattazione. Le riblets analizzate in [22] hanno una forma molto più schiacciata. In secondo luogo, nell'ambito di questa tesi è stata analizzata solo la cella unitaria, andando quindi a trascurare la possibile influenza delle riblets adiacenti.

6 Conclusione

Questa tesi ha esplorato il potenziale delle riblets longitudinali nella riduzione dell'attrito superficiale. L'idea di queste microstrutture ha avuto origine dall'osservazione della pelle degli squali. L'analisi si propone di comprendere meglio i meccanismi fisici alla base del funzionamento delle riblets attraverso l'integrazione di una modellazione teorica basata sull'omogeneizzazione asintotica multiscala con simulazioni numeriche. I risultati delle simulazioni sono i coefficienti di slip di Navier λ_x, λ_z ed i coefficienti di permeabilità all'interfaccia $K_{xy}^{ITF}, K_{zy}^{ITF}$. È stata analizzata la loro capacità di ostacolare il flusso trasversale e di ottimizzare lo sforzo di taglio nel regime viscoso, dove la riduzione dell'attrito è governata da una legge lineare proporzionale a $\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_z$.

Le riblets longitudinali sono state studiate tramite il software COMSOL Multiphysics. È stata analizzata la geometria bidimensionale e tridimensionale di queste riblets attraverso uno studio parametrico al variare dell'altezza del dominio fluido. Attraverso le due simulazioni si arriva a valori dei coefficienti praticamente identici, quindi l'approssimazione bidimensionale può essere utilizzata con un margine di errore trascurabile rispetto al calcolo tridimensionale. Il vantaggio è la maggiore rapidità a livello di tempistica del calcolo bidimensionale.

Le simulazioni delle riblets sinusoidali sono state effettuate al variare della lunghezza d'onda ed è stato dimostrato che la variazione di questo parametro può influenzare significativamente i valori dei coefficienti e, quindi, la riduzione dell'attrito. Le simulazioni hanno evidenziato che le configurazioni sinusoidali presentano prestazioni peggiori rispetto alle riblets longitudinali nel regime viscoso. Al contrario, le riblets sinusoidali portano ad un maggiore smorzamento della turbolenza lontano dalla parete.

I risultati ottenuti in questa trattazione rappresentano una base solida per ulteriori ricerche e sviluppi tecnologici. In particolare, le simulazioni condotte possono essere estese per valutare geometrie più complesse, ottimizzando più parametri geometrici per massimizzare le prestazioni. In questa tesi lo studio parametrico è limitato alla lunghezza d'onda, ma futuri sviluppi possono basarsi sull'analisi di altri parametri geometrici come l'angolo tra la riblet sinusoidale e la direzione longitudinale del flusso. Un altro possibile approfondimento riguarda lo studio di domini fluidi non più coincidenti con la cella unitaria, ma più estesi. In questo modo la geometria comprende più riblets posizionate una affianco all'altra, andando ad indagare l'interazione tra le singole strutture ed il loro effetto complessivo sul flusso. Successivamente, si possono effettuare simulazioni DNS, imponendo la condizione efficace equivalente, al fine di studiare il loro comportamento in un flusso turbolento.

Riferimenti bibliografici

- [1] S.K. Robinson. The kinematics of turbulent boundary layer structure. *NASA TM 103859*, 1991.
- [2] D.W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, and R. Meyer. Fluid mechanics of biological surfaces and their technological application. *Naturwissenschaften*, 87(4):157–171, 2000.
- [3] P. Luchini, F. Manzo, and A. Pozzi. Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow. *J. Fluid Mech.*, 228:87–109, 1991.
- [4] D. Bechert and M. Bartenwerfer. The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs. *J. Fluid Mech.*, 206:105–129, 1989.
- [5] D. Bechert, M. Bruse, W. Hage, J. van der Hoeven, and G. Hoppe. Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry. *J. Fluid Mech.*, 338:59–87, 1997.
- [6] M.J. Walsh. Drag characteristics of v-groove and transverse curvature riblets. *Viscous Flow Drag Reduction*, 72:168–184, 1980.
- [7] M.J. Walsh. Turbulent boundary layer drag reduction using riblets. *AIAA Paper*, 228:82–0169, 1982.
- [8] R. García-Mayoral and J. Jiménez. Drag reduction by riblets. *Philos. Trans. Roy. Soc. A*, 369:1412–1427, 2011.
- [9] D. B. Goldstein and T. C. Tuan. Secondary flow induced by riblets. *J. Fluid Mech.*, 363:115–151, 1998.
- [10] P. Luchini and M. Quadrio. Wall turbulence and turbulent drag reduction. In *50+ Years of AIMETA: A Journey Through Theoretical and Applied Mechanics in Italy*, pages 349–364. Springer, 2022.
- [11] W. Barthlott and C. Neinhuis. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces. *Planta*, 202:1–8, 1997.
- [12] K. S. Choi. Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation. *Phys. Fluids*, 14:2530–2542, 2002.
- [13] Y. Peet, P. Sagaut, and Y. Charron. Turbulent drag-reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section. *The 38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit(AIAA-2008-3745)*, page 1–9, 2008.
- [14] K. S. Choi. Experimental analysis of pressure-gradient profile upon drag-reduction effect in pulsating turbulent pipe flow. *J Jpn Soc Mech Eng*, 78(787):521–530, 2012.
- [15] H. Miki, K. . Iwamoto, and A. Murata. Piv analysis on a 3-dimensional riblet for drag-eduction. *J Jpn Soc Mech Eng*, 77(782):1892–1903, 2011.

- [16] M. Sasamori, H. Mamori, K. Iwamoto, and A. Murata. Experimental study on drag-reduction effect due to sinusoidal riblets in turbulent channel flow. *Exp. Fluids*, 55:1–14, 2014.
- [17] M. Sasamori, O. Iihama, H. Mamori, K. Iwamoto, and A. Murata. Parametric study on a sinusoidal riblet for drag reduction by direct numerical simulation. *Flow Turbulence Combust*, 99:47–69, 2017.
- [18] K. Okabayashi. Direct numerical simulation for modification of sinusoidal riblets. *Journal of Fluid Science and Technology*, 11(3):JFST0015–JFST0015, 2016.
- [19] C. Cafiero and G. Iuso. Drag reduction in a turbulent boundary layer with sinusoidal riblets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 139, 2022.
- [20] C. Cafiero, E. Amico, and G. Iuso. Drag reduction in a turbulent boundary layer with sinusoidal riblets. *J. Fluid Mech.*, 984, 2024.
- [21] A. Bottaro. Flow over natural or engineered surfaces: an adjoint homogenization perspective. *J. Fluid Mech.*, 877, 2019.
- [22] S. Cipelli. Efficient direct numerical simulations of straight and sinusoidal riblets in turbulent channel flows. Master’s thesis, Politecnico di Milano, 2021.

Sitografia

<https://www.riblets.at>

<https://www.comsol.it>

<https://starccm.smartcae.com/>

<https://plm.sw.siemens.com/en-US/simcenter/fluids-thermal-simulation/star-ccm/>

<https://wiki.ugov.it/confluence/display/SCAIUS/UG1.0%3A+Introduction>

<https://www.hpc.cineca.it/systems/hardware/galileo100/>