POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di Laurea Magistrale

Modello fisico di attuatore al plasma con scarica a barriera di dielettrico (DBD) per simulazioni numeriche tramite software commerciale

Relatore:
Prof. Domenic D'Ambrosio

Candidato:
Alessandro Petta

Anno Accademico 2019/2020

Indice

1 Introduzione **3**
1.1 Controllo di flusso . . . 4
1.1.1 Metodi passivi . . . 8
1.1.2 Metodi attivi . . . 11

2 Attuatori al plasma **17**
2.1 Plasma . . . 18
2.2 Meccanismo fisico . . . 19
2.2.1 Scarica a valanga . . . 19
2.2.2 Vento ionico . . . 21
2.3 Attuatori a corona superficiale . . . 22
2.3.1 Struttura . . . 22
2.3.2 Proprietà elettriche . . . 23
2.3.3 Consumi ed efficienza . . . 26
2.4 Attuatori DBD . . . 26
2.4.1 Proprietà elettriche . . . 27
2.4.2 Effetti meccanici . . . 28
2.4.3 Consumi ed efficienza . . . 29
2.4.4 Conclusioni . . . 31
2.5 Applicazioni note di attuatori al plasma . . . 32
2.5.1 Regime subsonico . . . 32
2.5.2 Regime supersonico e ipersonico . . . 40
2.5.3 Altre applicazioni . . . 45

3 Fondamenti teorici **46**
3.1 Tesi Rocco Arpa . . . 46
3.1.1 Modello Drift-Diffusion . . . 48
3.1.2 Proprietà di trasporto degli particelle cariche . . . 49
3.1.3 Modello chimico . . . 50
3.1.4 Condizioni al contorno . . . 54
3.1.5 Riassunto equazioni di governo . . . 55
3.2 Documentazione *BOLSIG+* . . . 56
3.2.1 Assunzioni e approssimazioni . . . 56
3.2.2 Coefficienti per le equazioni di fluido . . . 58
3.2.3 Dati di input . . . 60
3.3 User Guide *STAR-CCM+* . . . 62

3.3.1 Equazioni di governo *cold, non thermal plasma* 62
3.3.2 Modello del *cold, non thermal plasma* 64
3.3.3 Equazioni di governo *reacting flow plasma* 66
3.3.4 Modello *reacting flow plasma* 67

4 Simulazioni **70**
4.1 Miscela di puro azoto; corrente continua 70
4.1.1 Dati di *BOLSIG+* 70
4.1.2 Dati di *CHEMKIN* 75
4.1.3 Simulazione *STAR-CCM+* 76

5 Conclusioni **89**

Riferimenti bibliografici **90**

Elenco delle figure

1.1 Visualizzazione tramite fumi a diversi angoli di incidenza 5
1.2 Profili di velocità e zone caratteristiche lungo nello strato limite. 1: Strato limite laminare; 2: Transizione; 3: Sottostrato viscoso; 4: Punto di separazione; 5: Strato separato; 6: Strato turbolento 5
1.3 Comparazione tra profili di velocità laminare e turbolento 8
1.4 Influenza della forma del profilo sullo strato limite 9
1.5 Profilo NLF(2)-0415 e relativa distribuzione di c_p 10
1.6 Prevenzione di transizione e separazione tramite aspirazione 12
1.7 Distribuzione di velocità prima (A) e dopo (B) uno slot di soffiatura 12
1.8 Schema di sezione di un flap di F-104, con evidenziato il meccanismo di soffiatura 13
1.9 Prevenzione della separazione tramite deflessione del naso del profilo 14
1.10 Controllo della separazione tramite soffiatura attraverso ipersostentatore . 14
1.11 Risultati di Dovgal *et al.* [15]: aumento della resistenza alla transizione tramite riscaldamento del bordo d'attacco 15
1.12 Risultati di Lee *et al.* [16]: diminuzione dell'attrito tramite riscaldamento della placca piana 16

2.1 Esempio di manipolazione di flusso tramite attuatore al plasma 17
2.2 Visualizzazione schematica della forma a goccia di una ionizzazione a valanga di Townsend 21
2.3 Rappresentazione schematica dell'effetto del vento ionico sui profili di velocità 22
2.4 Configurazioni di attuatori a corona da letteratura 23
2.5 Densità di corrente al variare del campo elettrico per attuatore a corona, tratta da [33] 24
2.6 Fotografie di scariche a corona in regime *streamer* (a) e *glow* (b) 25
2.7 Velocità del vento ionico tratta da [34] 25
2.8 Potenza cinetica indotta e efficienza di attuatore a corona al variare della corrente, tratte da [35] 26
2.9 Configurazione tipica attuatore DBD 27
2.10 Corrente ottenuta nel tempo da [37] per DBD con elettrodo inferiore incapsulato 28
2.11 Profili tipici di velocità indotta da attuatore DBD 29
2.12 Esempio di curva $V - Q$ 29
2.13 Profili di consumo di potenza elettrica di attuatore DBD 30
2.14 Potenza cinetica indotta e efficienza di attuatore DBD al variare della corrente 31
2.15 Posizione e orientamento delle forze degli attuatori al plasma in [45] 32

2.16 Visualizzazione tramite fumi di flusso attorno al profilo alare, con attuatore spento (sopra) e acceso (sotto) . . . 33
2.17 c_p sul dorso del profilo; caso base, con attuatori al plasma e con generatori di vortici, per $\alpha = 16°$, $Re = 79 \times 10^3$ . . . 33
2.18 Risultati di coefficienti di portanza e resistenza, con attuatori accesi e spenti 34
2.19 Risultati di [46]: controllo dello stallo su profilo NACA 0015 a) velocità istantanea, b) velocità media . . . 35
2.20 Risultati di [46]: controllo dello transizione laminare oltre una rampa a) coefficiente di pressione statica, b) velocità normalizzata . . . 35
2.21 Risultati di [46]: controllo dello transizione turbolenta oltre una protuberanza a) coefficiente di pressione statica, b) velocità normalizzata . . . 36
2.22 Dimensioni in mm del setup sperimentale in [48] . . . 36
2.23 Risultati PIV di velocità indotte da attuatore a pettine; 1, 2 e 3 sono sezioni successive . . . 37
2.24 Esempio di posizionamento di attuatori DBD su pala di turbina eolica . . . 38
2.25 Profilo alare S287, utilizzato da [49] per misure in galleria del vento . . . 38
2.26 Risultati di coefficiente di portanza con attuatore lungo l'apertura del profilo 39
2.27 Configurazione con attuatori allineati con il flusso . . . 39
2.28 Risultati di coefficiente di portanza con attuatori allineati con il flusso . . . 40
2.29 Immagini Schlieren sperimentali di onde d'urto provocate da attuatori DBD 41
2.30 Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto staccato sul cilindro, immagini Schlieren numeriche . . . 41
2.31 Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto staccato sul cilindro, campo di pressione . . . 41
2.32 Risultati di C_p e C_d su un cilindro in regime supersonico . . . 42
2.33 Schema del proiettile e posizionamento dell'attuatore; $H = 2cm$ . . . 42
2.34 Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto attaccato sul proiettile, immagini Schlieren numeriche . . . 43
2.35 Forze imposte sul proiettile nel tempo . . . 43
2.36 Profili di temperatura in prossimità del punto di ristagno con e senza attuatore attivo . . . 44

3.1 Coefficiente di Townsend secondo [26] . . . 51
3.2 Coefficiente di Townsend secondo [24] . . . 53
3.3 Sezioni d'urto per collisioni elastiche con elettroni, N_2 . . . 60
3.4 Sezioni d'urto per collisioni elastiche con elettroni, O_2 . . . 61

4.1 Valori di mobilità e coefficiente di diffusione calcolati da *BOLSIG+* . . . 71
4.2 Valori di mobilità e coefficiente di diffusione calcolati da *BOLSIG+*, assi logaritmici . . . 72
4.3 Interpolazione coefficienti trasporto di elettroni . . . 73
4.4 Interpolazione mobilità elettroni, assi logaritmici . . . 74
4.5 Confronto relazione di Einstein e calcolo esatto per il coefficiente di diffusione, assi logaritmici . . . 74
4.6 File `chemdataDC.dat` . . . 75
4.7 File `thermN2.dat` . . . 75

4.8 Dominio di simulazione 76
4.9 *Directed mesh* 76
4.10 Campo di potenziale elettrico, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ . . . 78
4.11 Campo elettrico in Td, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ 79
4.12 Mobilità degli elettroni μ_e, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ 79
4.13 Coefficiente di diffusione degli elettroni D_e, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ 80
4.14 Coefficiente di Townsend α, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ 80
4.15 Produzione totale di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ . . . 81
4.16 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 50\,ps$ 81
4.17 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 300\,ps$ 82
4.18 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 550\,ps$ 82
4.19 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 800\,ps$ 83
4.20 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 1050\,ps$ 83
4.21 Campo elettrico vicino all'elettrodo esposto alimentato a $-1200V$ 84
4.22 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 50\,ps$ e $\Delta t = 5\,ps$ 84
4.23 Concentrazione molare di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 300ps$ 85
4.24 Campo di potenziale elettrico, elettrodo esposto a $+1200V$ 86
4.25 Campo elettrico vicino all'elettrodo esposto alimentato a $+1200V$ 86
4.26 Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $+1200V$ . . . 87
4.27 Temperatura degli elettroni, elettrodo esposto alimentato a $+1200V$ 87
4.28 Mesh raffinata 88

Sommario

La rinnovata attenzione degli ultimi anni per il volo in regime ipersonico, dove altri metodi di controllo di flusso e di strato limite sono spesso inefficaci, ha riacceso l'interesse per gli attuatori al plasma di tipo Dielectric Barrier Discharge. Questi attuatori, che sono composti semplicemente da un dielettrico che separa due elettrodi, funzionano sottoponendo questi ultimi a una differenza di potenziale che genera una scarica. A pressione atmosferica, questa scarica causa un getto in prossimità della parete che previene i contro-gradienti di pressione tipici dei flussi separati; a basse pressioni, il plasma diffonde lungo tutta la superficie, garantendo un effetto di riscaldamento a parete. I bassi consumi, la capacità di accendersi e spegnersi rapidamente, l'assenza di parti mobili e le ridotte dimensioni sono tutte caratteristiche che ne rendono interessante l'utilizzo. Questi attuatori sono usati con successo in un'ampia gamma di problemi di controllo del flusso, come la prevenzione della separazione, il controllo della transizione e la riduzione della resistenza aerodinamica.
Lo scopo di questo lavoro di tesi è di creare un modello implementato su uno dei software commerciali di maggior diffusione, *STAR-CCM+*, di questo attuatore. Il punto di partenza è la tesi di dottorato di Rocco Arpa [1], supervisionata dal professor D'Ambrosio nel 2011, di cui si riproducono due scenari di simulazione: un primo scenario, più semplice, con una scarica in corrente continua in un'atmosfera di puro azoto, e un secondo, più simile al vero, con una scarica in corrente alternata in un'atmosfera di aria composta all'80% da azoto e al 20% da ossigeno. Si descrivono i fondamenti teorici, le assunzioni compiute, gli input richiesti da altri software per complementare la simulazione, il setup delle simulazioni e i risultati ottenuti.
Questo modello vuole porsi come una base per i lavori futuri, in cui si auspica che possa essere implementato in simulazioni più complesse e vicine a esperimenti già condotti, al fine di verificarne la validazione.

Abstract

The renewed attention in recent years for hypersonic flight, where other methods of flow and boundary layer control are often ineffective, has rekindled interest in Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma actuators. These actuators, which are simply composed of a dielectric insulator separating two electrodes, work by subjecting the latter to a potential difference that generates a discharge. At atmospheric pressure, this discharge causes a near-wall jet which prevents pressure counter-gradients that are typical of separate flows; at low pressure, the plasma diffuses along the entire surface, providing a wall heating effect. The low power consumptions, the rapid switch on/off capabilites, the absence of moving parts and the small size are all characteristics that make them interesting to use. These actuators are used successfully in a wide range of flow control problems, such as separation prevention, laminar-turbulent transition control, and aerodynamic drag reduction.
The purpose of this thesis work is to create a model implemented on one of the most popular commercial software, STAR-CCM+, of this actuator. The starting point is the doctoral thesis of Rocco Arpa [1], supervised by Professor D'Ambrosio in 2011, where two simulation scenarios are reproduced: a first one, simpler, with a direct current discharge in a pure nitrogen atmosphere, and a second one, more similar to true conditions, with an alternating current discharge in a 80% nitrogen and 20% oxygen air mixture. The theoretical foundations, the assumptions made, the inputs required by other software to complement the simulation, the setup of the simulations and the results obtained are described. This model is intended as a basis for future works, where it is hoped that it can be implemented in simulations that are more complex and closer to experiments already conducted, with the goal of further verifying the validation of the model.

Capitolo 1

Introduzione

L'utilizzo di attuatori al plasma per il controllo attivo del flusso, sebbene già inizialmente indagato tra gli anni '60 ([2]) e '70 ([3]), ha guadagnato popolarità dalla metà degli anni '90, periodo in cui alcuni gruppi hanno iniziato a lavorare con più continuità su questo soggetto. Tra questi gruppo si citano come i più importanti quello all'Università di Poitiers (Francia), un secondo all'Università di Buenos Aires e due negli Stati Uniti, il primo all'Università del Tennessee in collaborazione con il centro di ricerca NASA Langley e il secondo all'Università di Notre-Dame con l'Air Force Academy. Gran parte degli articoli citati in questa tesi sono pubblicati da questi gruppi. In particolare, i gruppi di Poitiers e Buenos Aires si sono concentrati in principio su attuatori di tipo a corona superficiale, che verranno descritti nella sezione 2.3, mentre l'interesse principalmente dei gruppi americani si sposta successivamente su un secondo tipo di attuatori, i cosiddetti attuatori con scarica a barriera di dielettrico (DBD, *Dielectric Barrier Discharge*), grazie al lavoro del gruppo di Roth [4] all'uniuversità del Tennessee. Questo secondo tipo di attuatori, più promettenti dei primi, sarà l'interesse di questa tesi.
Il vantaggio principale di questi attuatori, di cui si descriveranno in seguito struttura, meccanismo di azione e applicazioni note, è l'assenza di parti mobili che contraddistinguono altri metodi attivi di controllo del flusso e che aggiungono peso, volume, rumore, vibrazioni e sono soggetti a usura e quindi a possibile rottura. Inoltre, hanno un tempo di risposta molto corto e garantiscono quindi un'ottima risposta in frequenza. Tuttavia, il principale svantaggio è la conversione da energia elettrica a cinetica, che ha un'efficienza molto bassa.
Sebbene le applicazioni principali di questi attuatori in letteratura siano su flussi subsonici, sia per facilità di sperimentazione che di simulazione, nell'ultimo decennio alcuni studi, come [5] e [6], mostrano risultati promettenti in campo supersonico e ipersonico. Se in campo subsonico l'interesse principale è il controllo della transizione e della separazione, in regime supersonico e ipersonico le applicazioni possono essere sia riduzione di resistenza e aumento della portanza, ma anche deviazione di corpi in regime di instabilità, e riduzione del flusso di calore in veicoli in rientro atmosferico.
Lo scopo di questo lavoro di tesi è di creare un modello implementato su uno dei software commerciali di maggior diffusione, *STAR-CCM+*, di questo attuatore. Il punto di partenza è la tesi di dottorato di Rocco Arpa [1], supervisionata dal professor D'Ambrosio nel 2011, che illustra i modelli chimici e elettrostatici adatti alla simulazione numerica di questo tipo di attuatori, così come le principali ipotesi e assunzioni necessarie. Si ri-

produrranno quindi le medesime configurazioni di attuatore e fluido, al fine di ottenere risultati da comparare a quelli presentati nella tesi di Arpa per validare questa modellazione tramite *STAR-CCM+*. L'obiettivo è creare un modello che possa essere utilizzato in futuro in simulazioni più complesse e vicine a esperimenti già condotti, al fine di verificarne ulteriormente la validazione e riprodurre esperimenti di controllo di flusso su placche piane e profili alari, ma anche in regime super e ipersonico.
Si descriveranno in questa tesi nella sezione 1.1 i meccanismi "classici" di controllo di flusso, nel capitolo 2 gli attuatori al plasma, sia a corona superficiale sia di tipo DBD, nel capitolo 3 i fondamenti teorici della modellazione di questo tipo di attuatori, e infine le simulazioni compiute, con i loro risultati, al capitolo 4.

1.1 Controllo di flusso

Con controllo di flusso, o dello strato limite, si indica tutta la serie di tecniche sviluppate per manipolare lo strato limite, principalmente per incrementare la portanza o diminuire la resistenza aerodinamica del profilo alare o in generale di un corpo aerodinamico.
Lo strato limite è infatti quella zona, di spessore δ, che si sviluppa a ridosso del corpo immerso in un flusso, a causa della viscosità e della condizione di aderenza del flusso a parete, nella quale avvengono le maggiori variazioni di grandezze fisiche come velocità e temperatura. Lo strato limite può essere laminare, caratterizzato da un basso mescolamento delle linee di corrente, o turbolento, con un mescolamento caotico delle particelle fluide. Lo strato limite laminare, che è preferibile in quanto genera una resistenza di attrito minore, è tuttavia instabile e si evolve facilmente in turbolento, avanzando dal bordo di attacco a quello di fuga. Il passaggio tra laminare e turbolento è noto come transizione. Occasionalmente, può anche avvenire un secondo fenomeno, detto di separazione, quando il flusso si distacca dalle vicinanze del corpo, a causa dell'azione combinata di forze viscose e gradienti di pressione avversi. Nel caso di flusso attorno a un profilo alare, le posizioni in cui questi fenomeni avvengono sono influenzate, a parità di forma e di condizioni esterne, dall'incidenza α a cui è posto il profilo e dal numero di Reynolds, parametro adimensionale che rappresenta il rapporto tra le forze d'inerzia e quelle viscose. Si ricorda che questo numero è calcolato come $Re = \frac{LV\rho}{\mu}$, dove L è la lunghezza caratteristica del fenomeno, come la corda per un profilo alare, V è la velocità del flusso, ρ la densità del fluido e μ la sua viscosità dinamica.
Un esempio di visualizzazione tramite fumi che evidenzia la separazione del flusso è presentata in figura 1.1, dove si vede bene come ad incidenze maggiori il fenomeno di separazione sia più accentuato:

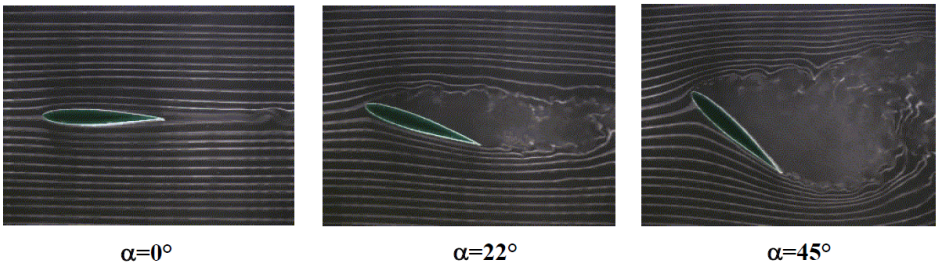


Figura 1.1: Visualizzazione tramite fumi a diversi angoli di incidenza

Una regola generale per comprendere i fattori che contribuiscono alla destabilizzazione dello strato limite è data dal teorema di Rayleigh, enunciato in [7]. Il teorema afferma che una condizione necessaria ma non sufficiente per la destabilizzazione dello strato limite è la presenza di un flesso nel profilo di velocità $u(y)$. I profili di velocità stabili sono quindi quelli dove la derivata seconda della velocità è sempre negativa: $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} < 0$. Sebbene confutato da [8], a causa della natura tridimensionale dei disturbi non tenuta in conto dalla trattazione 2D proposta da Rayleigh, lo si può utilizzare come punto di partenza per capire i contributi dei vari metodi di controllo dello strato limite.
Un'evoluzione tipica dei profili di velocità nello strato limite lungo il dorso di un profilo alare è rappresentata in figura 1.2, dove in particolare si può notare come il punto di separazione sia caratterizzato da una derivata seconda della velocità nulla a parete, e a valle di questo sia possibile osservare flusso inverso, con una parte delle velocità nello strato limite in direzione opposta al flusso esterno.

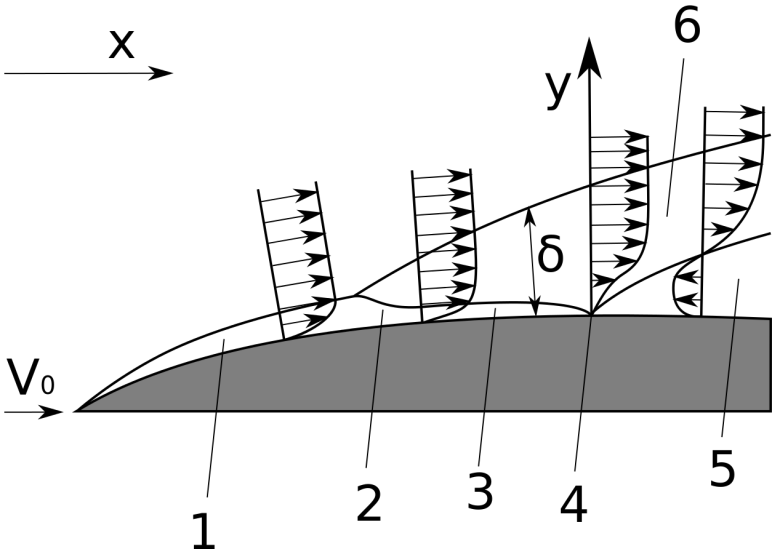


Figura 1.2: Profili di velocità e zone caratteristiche lungo nello strato limite.
1: Strato limite laminare; 2: Transizione; 3: Sottostrato viscoso;
4: Punto di separazione; 5: Strato separato; 6: Strato turbolento

Partendo dall'equazione di conservazione della quantità di moto per uno strato limite 2D laminare e compressibile:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) \tag{1.1}$$

Ponendosi a parete, imponendo la condizione di aderenza, dividendo per la viscosità e considerando la legge di Newton per lo sforzo di taglio a parete τ_w si ottiene:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_w = \frac{\rho_w}{\mu_w^2}\tau_w v_w + \frac{1}{\mu_w}\frac{dp_e}{dx} - \frac{1}{\mu_w^2}\tau_w \left(\frac{\partial \mu}{\partial y}\right)_w \tag{1.2}$$

Ricordando che la viscosità dipende dalla temperatura, che varia nello strato limite lungo la coordinata verticale y: $\mu = \mu(T(y))$, la derivata $\left(\frac{\partial \mu}{\partial y}\right)_w$ si può scrivere come:

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial y}\right)_w = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w \left(-\frac{q_w}{\lambda_w}\right) \tag{1.3}$$

e si può riscrivere l'equazione 1.2 come:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_w = \frac{\rho_w}{\mu_w^2}\tau_w v_w + \frac{1}{\mu_w}\frac{dp_e}{dx} + \frac{1}{\mu_w^2 \lambda_w}\tau_w q_w \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w \tag{1.4}$$

A rendere negativa la derivata seconda a parete ovvero a stabilizzare lo strato limite laminare concorrono i tre contributi:

- **effetti del primo termine** $\frac{\rho_w}{\mu_w^2}\tau_w v_w$:
  Essendo i valori di densità ρ_w, viscosità μ_w e sforzo di taglio a parete τ_w sempre positivi, il segno di questo termine è determinato dalla componente di velocità normale alla parete v_w, che può essere diversa da zero nel caso di pareti permeabili. In particolare, in caso di velocità normale negativa $v_w < 0$ si parla di parete con aspirazione, viceversa di soffiatura. L'aspirazione, a causa del segno negativo della velocità normale che impone, tende a stabilizzare lo strato limite laminare contribuendo a rendere negativa la derivata seconda. La soffiatura, invece, dando un contributo positivo alla derivata seconda tende a destabilizzare lo strato limite.

- **effetti del secondo termine** $\frac{1}{\mu_w}\frac{dp_e}{dx}$:
  Il segno di questo termine è legato al segno del gradiente di pressione dp_e/dx. Un gradiente negativo di pressione $dp_e/dx < 0$ rende negativa la derivata seconda e tende quindi a stabilizzare lo strato limite; viceversa, un gradiente positivo di pressione $dp_e/dx > 0$ contribuisce a rendere positiva la derivata seconda, e quindi a destabilizzare lo strato limite favorendone la transizione a turbolento e la separazione.
  Ricordando che l'equazione del moto dello strato limite scritta per il flusso esterno è:

$$\rho U_e \frac{dU_e}{dx} = -\frac{dp_e}{dx} \tag{1.5}$$

Si può dedurre che a gradiente di pressione negativo corrisponda una corrente esterna accelerata, mentre un gradiente positivo è accompagnato da una decelerazione del moto. I gradienti avversi di pressione sono una delle caratteristiche più visibili della separazione.
Essendo questa caratterizzata da una derivata seconda della velocità rispetto alla direzione verticale nulla, energizzare gli strati bassi dello strato limite è un modo per contrastare la separazione. Il motivo per cui lo strato limite turbolente resiste meglio alla separazione è dato dal continuo rimescolamento dovuto alla struttura vorticosa, che porta energia cinetica dagli strati più esterni alle zone in prossimità della parete.

- **effetti del terzo termine** $\frac{1}{\mu_w^2 \lambda_w} \tau_w q_w \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w$:
  Sia il flusso di calore a parete q_w che la variazione di viscosità con la temperatura $\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w$ possono essere negative o positive; si analizzano quindi il comportamento di entrambi i fattori.
  Per la viscosità, occorre distinguere tra correnti gassose e liquide. Nelle correnti gassose, la viscosità cresce con la temperatura: $\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w > 0$. Questo comportamento è visibile ad esempio nella legge di Sutherland, dove la viscosità è proporzionale alla radice della temperatura. Viceversa, nelle correnti liquide la viscosità si riduce all'aumentare della temperatura: $\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_w < 0$. Pertanto, il riscaldamento o il raffreddamento della parete hanno effetti opposti in correnti liquide e gassose.
  In correnti gassose, un riscaldamento della corrente da parte della parete ($q_w > 0$) rende quindi positivo questo termine dell'equazione 1.4, contribuendo quindi a destabilizzare lo strato limite laminare e a favorirne la transizione; un raffreddamento ($q_w < 0$), viceversa, tende a stabilizzarlo. Al contrario, in correnti liquide, una parete calda compie un'azione destabilizzante e una parete fredda è invece stabilizzante.
  Il concetto di parete calda o fredda ha una definizione variabile a seconda del campo di moto della corrente. A basse velocità, si possono confrontare la temperatura della parete T_w con quella esterna T_e; ad alte velocità, tuttavia, è opportuno confrontare la temperatura della parete con quella di recupero $T_{rec} = T_e + R\frac{U_e^2}{2c_p}$.

Il controllo di flusso può agire quindi sui due fenomeni descritti, la transizione laminare-turbolento e la separazione, e sul livello di turbolenza, che influisce principalmente sulle emissioni sonore. I metodi di controllo possono essere passivi o attivi. Vengono di seguito descritti i principali metodi di controllo dello strato limite, ad esclusione degli attuatori al plasma, tratti da [9] e da [10]: metodi passivi come forma del profilo alare e generatori di vortici, e in seguito metodi attivi come aspirazione e soffiatura, superfici mobili, riscaldamento e raffreddamento della parete, e attuatori di tipo MEMS.

1.1.1 Metodi passivi

Forma del profilo alare

Il primo mezzo di controllo dello strato limite, e in generale del flusso attorno al profilo alare, è la forma del profilo stesso. Nei corpi aerodinamici come i profili alari, gran parte della resistenza D è costituita dal termine di resistenza di attrito, che è sensibilmente minore in caso di strato limite laminare rispetto a quello turbolento. Infatti, la resistenza di attrito D_f vale:

$$D_f = \int_{S_{wet}} \tau_w \hat{i} \cdot \hat{t} dS \tag{1.6}$$

Con τ_w sforzo di taglio a parete (il pedice w significa *wall*, parete) pari a $\tau_w = \mu \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_w$ dalla legge di Newton. Il profilo di velocità dello strato limite turbolento, a causa dei movimenti caotici delle particelle fluide, è più schiacciato verso la parete, dando così luogo a una derivata a parete $\partial u/\partial y$ maggiore, e quindi a una resistenza d'attrito maggiore. Un esempio di comparazione tra profili di velocità laminare e turbolento è presentata in figura 1.3:

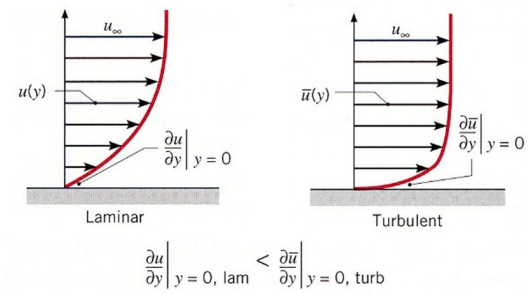
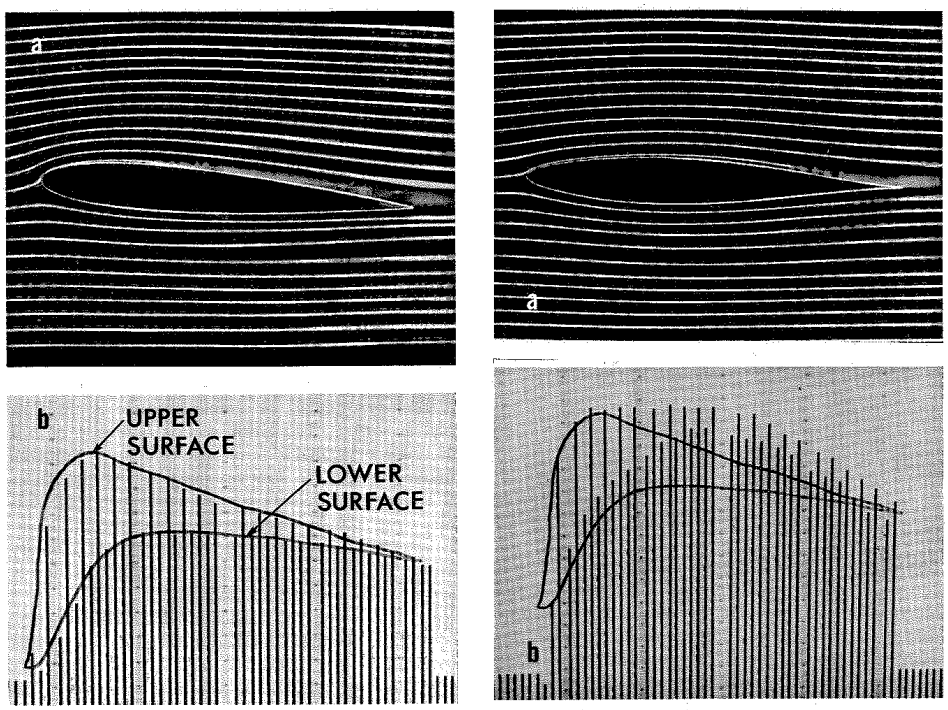


Figura 1.3: Comparazione tra profili di velocità laminare e turbolento

Agire sulla forma del profilo ha lo scopo di modificare i gradienti di pressione, che come si è detto influenzano la transizione e la separazione, lungo il dorso e il ventre del profilo. Ad esempio, in [9] è illustrata la differenza tra un profilo convenzionale con il massimo spessore al 25% della corda (figura 1.4a) e un profilo con il massimo spessore al 50% della corda (figura 1.4b) che produce la stessa portanza del primo:



(a) Profilo con massimo spessore al 25% della corda.
(a) visualizzazione tramite fumo, (b) distribuzione di pressione

(b) Profilo con massimo spessore al 50% della corda.
(a) visualizzazione tramite fumo, (b) distribuzione di pressione

Figura 1.4: Influenza della forma del profilo sullo strato limite

Come si nota, il primo profilo ha il punto di minima pressione vicino al bordo di attacco; la parte del dorso a valle di questo punto è quindi soggetta a gradienti avversi di pressione, che sono destabilizzanti lo strato limite laminare. Questi gradienti diventano più forti al crescere dell'incidenza, limitando la zona laminare del profilo. Il secondo profilo ha invece il punto di pressione minima più a valle, con gradienti avversi di pressione minori. La zona di strato limite laminare è più estesa. Tuttavia, a causa del ridotto raggio di bordo d'attacco, al crescere dell'incidenza questo profilo genera una forte accelerazione al bordo d'attacco, con conseguente picco molto accentuato di pressione negativa, e quindi anche gradiente avverso di pressione più rilevante.
Nel corso dei decenni sono state sviluppate diverse metodologie per la creazione dei profili alari, tra cui si citano le diffuse le forme NACA *(National Advisory Committee for Aeronautics)* a 4, 5 o 6 cifre, e i più recenti ed estremi profili *NLF* (*Natural Laminar Flow*), concepiti per mantenere un gradiente di pressione favorevole fin oltre metà della corda, ritardando così la transizione a turbolento. Un esempio di profilo *NLF* e relativa distribuzione di c_p, tratto da [11], è visualizzato in figura 1.5:

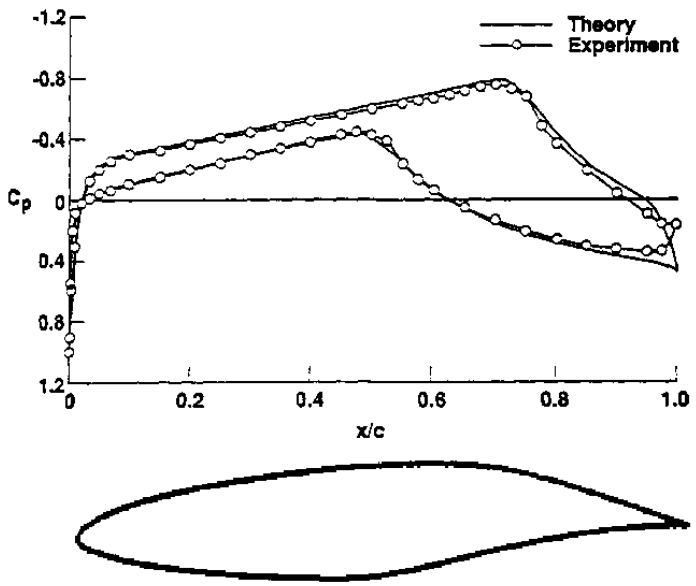


Figura 1.5: Profilo NLF(2)-0415 e relativa distribuzione di c_p

Tuttavia, questa ottimizzazione vale appunto per i profili alari, che non costituiscono l'intero corpo in moto, o possono anche non essere presenti, come in caso di corpi tozzi come gli autoveicoli, per i quali tuttavia la resistenza di attrito ha un'importanza minore. Inoltre, anche la forma dei profili alari stessi deve rispondere a molte altre esigenze, come ad esempio quelle strutturali, di stoccaggio di carburante, di stabilità e di resistenza allo stallo; la resistenza alla transizione è una delle caratteristiche che può avere.
È più importante comunque garantire la non separazione del flusso in condizioni di utilizzo, per non avere perdite indesiderate di portanza ed eventualmente di comando di appendici come gli ipersostentatori verso il bordo di fuga del profilo.

Generatori di vortici

I generatori di vortice sono dispositivi aerodinamici consistenti in un piccole e sottili lame rigide, dritte o curve, alte circa l'80% dello spessore dello strato limite, montate perpendicolarmente alla superficie portante del profilo alare o del corpo, in incidenza rispetto al campo di moto locale. Essi aiutano a ritardare la separazione energizzando il flusso in prossimità della parete generando dei vortici che incorporano l'aria ad alta quantità di moto dal flusso esterno. Sono utilizzati generalmente per ritardare la separazione attivando la transizione a regime turbolento, e quindi, nel caso di applicazioni su profili alari, ritardare lo stallo e migliorare l'efficienza delle appendici di controllo, mentre nel caso di applicazioni su corpi tozzi, a ridurre la resistenza d'attrito.

Altri metodi passivi

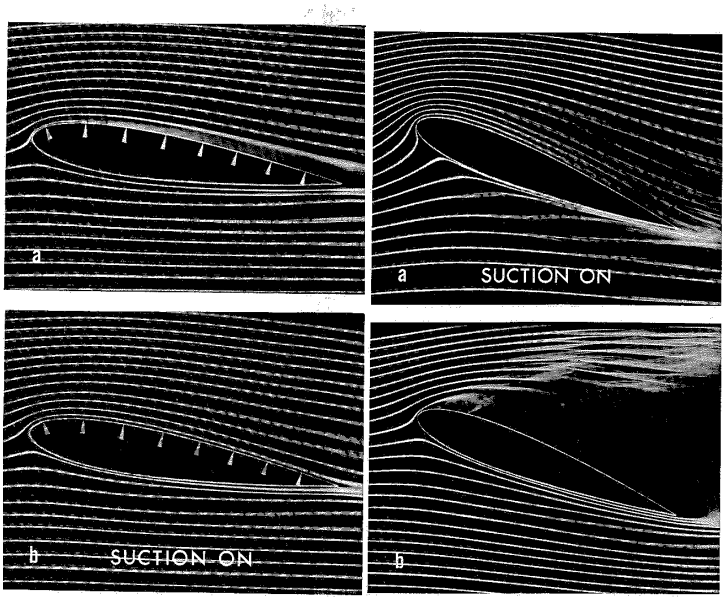
Una varietà di metodi passivi di controllo di flusso, più o meno popolari e complessi, sono stati studiati. Tra quelli con maggiore facilità di studio e applicazione possiamo citare le *riblets* e l'aumento della rugosità superficiale.
Le *riblets* sono dispositivi di riduzione della resistenza. Sono costituite da microscalanature, effettuate sulla superficie del corpo, in direzione longitudinale rispetto alla corrente

e con molteplici forme possibili. Agiscono riducendo la produzione di energia turbolenta interagendo con le strutture vorticose a parete. Gli studi di ottimizzazione di questi dispositivi hanno guadagnato popolarità nell'ultimo decennio, specie nell'ottica di ridurre la resistenza all'avanzamento e quindi i consumi di carburante dei velivoli commerciali.
L'aumento della rugosità superficiale ha invece lo scopo di anticipare la transizione a strato limite turbolento, per sfruttare la sua maggior resistenza alla separazione alla separazione, dovuta come è detto al naturale trasporto verso la parete, favorito dalla struttura tipicamente vorticosa, di energia cinetica dalle zona più esterne dello strato limite. È ad esempio il caso delle palline da golf, che sono butterate con lo scopo di attivare precocemente la transizione e resistere maggiormente alla separazione, e di quelle da tennis, che ottengono un simile effetto grazie alla peluria superficiale. Si ottiene così una marcata riduzione della resistenza all'avanzamento e maggiori velocità raggiungibili. La separazione è infatti un fenomeno decisamente più influente nell'aumento della resistenza nei corpi tozzi rispetto alla transizione da laminare a turbolento, dato che la componente più rilevante di resistenza in questi corpi è la resistenza di pressione, piuttosto che quella di attrito. La separazione, oltre a un aumento della resistenza di pressione e conseguente scia molto più ampia, e a una perdita di portanza, può causare pericolosi fenomeni come buffeting e vibrazioni delle superfici, anche di controllo.
Altri metodi come i *compliant coatings* [12] e l'iniezione di additivi a parete [13] sono studiati ma spesso non applicabili per via di eccessivi costi e complessità.

1.1.2 Metodi attivi

Aspirazione

L'aspirazione è il processo tramite cui, attraverso una superficie porosa o una serie di aperture nel profilo alare, lo strato limite viene aspirato. L'aspirazione tramite aperture nel corpo attorno a cui si muove il fluido era già stata proposta da L. Prandtl nel 1904 nella sua pubblicazione *Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung* [14], pietra miliare dell'aerodinamica moderna. In questo lavoro, Prandtl aveva già sperimentato come due slot su un cilindro prevenissero completamente la separazione del flusso attorno ad esso.
L'effetto di un'aspirazione puntuale è di ridurre lo spessore dello strato limite, rimuovendo il fluido a bassa quantità di moto nei pressi della superficie e sostituendolo con quello più energetico che si trovava a strati più esterni. Lo strato limite, ripartendo da uno spessore praticamente nullo, risulta quindi più stabile ai gradienti avversi di pressione, e la transizione alla turbolenza e la separazione sono ritardate.
Esempi di prevenzione della transizione e della separazione sono riportati in figura 1.6:



(a) Transizione (b) Separazione

Figura 1.6: Prevenzione di transizione e separazione tramite aspirazione

Sebbene ritardare separazione e transizione causi una diminuzione della resistenza aerodinamica, l'energia richiesta dal pompaggio e una componente di resistenza indotta dalle aperture (*sink drag*) devono essere tenute in considerazione nella valutazione dell'applicazione di questa tecnica. Non indifferente è anche la complessità strutturale che tale soluzione implica, anche per casi di aspirazione puntuale. Infatti, questa tecnica è stata implementata solo a livello sperimentale dalla NASA, dapprima sul *Northrop X-21* negli anni '60 e su due modelli di *General Dynamics F-16XL* alla fine degli anni '80.

Soffiatura

Da non confondere con la soffiatura normale, che introduce una $v_w > 0$, sconsigliata dall'analisi dell'equazione 1.4, la soffiatura è un ulteriore metodo di prevenzione della separazione, che consiste nell'energizzare lo strato limite attraverso l'immissione in direzione tangenziale di un flusso ad alta energia.
La distribuzione di velocità prima e dopo un soffiatura puntale è riportata in figura 1.7, dove si evidenzia l'energizzazione degli strati inferiori dello strato limite:

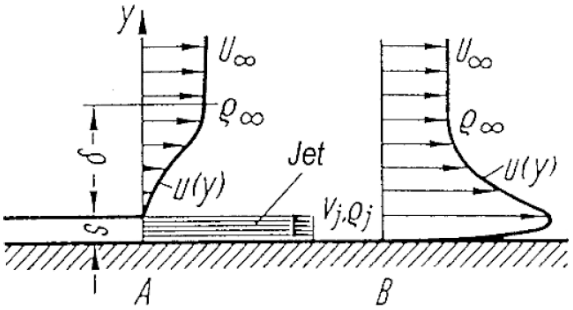


Figura 1.7: Distribuzione di velocità prima (A) e dopo (B) uno slot di soffiatura

Il flusso soffiato può provenire da canalizzazioni all'interno del corpo o dirigendo flussi d'aria presenti all'esterno del velivolo. Nel caso di deviazione di flussi esterni, si distingue tra metodi passivi, come gli *slotted flap* in cui il dorso del profilo viene energizzato dall'aria più veloce proveniente dal ventre del profilo e passante attraverso una fessura nell'ipersostentatore, e attivi, come i *blown flap*, in cui il flusso dello scarico dei motori investe i flap aumentando la velocità del flusso d'aria. La deviazione di flussi esterni è una tecnica popolare specie nei velivoli da trasporto, dalla prima applicazione sul *Breguet Br 941* negli anni '60 ai moderni *McDonnell Douglas C-17* e *Airbus A380*. L'utilizzo di flussi interni presenta invece difficoltà tecniche maggiori per trasportare l'aria, che può essere ad esempio spillata dai compressori dei motori del velivolo e diretta verso il flap tramite tubazioni e ugelli. In particolare, faceva uso di questa tecnica il longevo *Lockheed F-104 Starfighter*, di cui uno schema di funzionamento è presentato in figura 1.8:

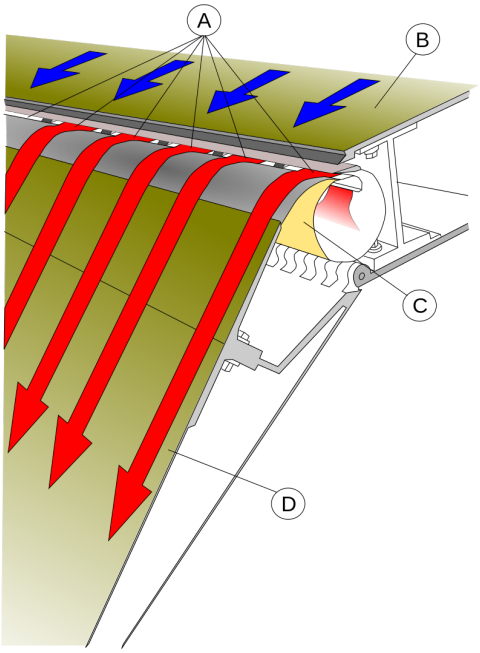


Figura 1.8: Schema di sezione di un flap di F-104, con evidenziato il meccanismo di soffiatura

Ipersostentatori

Tra gli altri metodi di controllo della separazione, sono importanti le appendici mobili del profilo alare, cioè gli ipersostentatori di bordo d'attacco (slat) e di fuga (flap), che hanno lo scopo primario di aumentare il coefficiente di portanza di un profilo alare aumentandone la curvatura e (a seconda dei modelli) la corda. Ad esempio, gli ipersostentatori sul bordo d'attacco possono aiutare a contrastare la separazione indotta dal raggio ridotto del bordo d'attacco, come visibile in figura 1.9b:

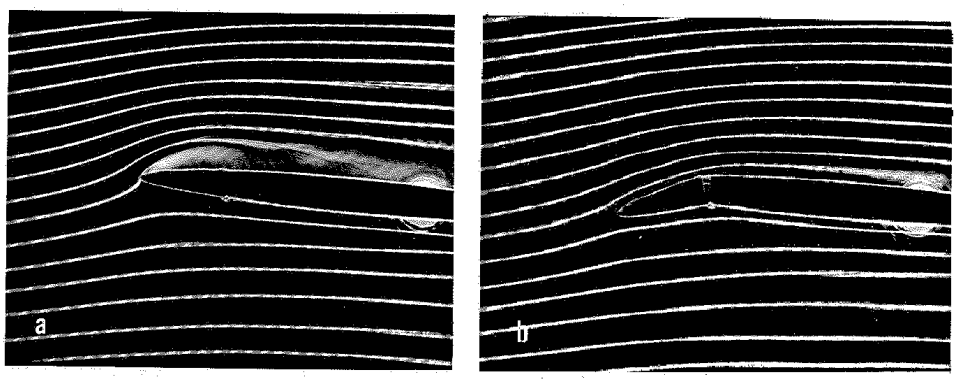


Figura 1.9: Prevenzione della separazione tramite deflessione del naso del profilo

Nel caso in cui gli ipersostentatori creino delle aperture nel profilo, come nel caso della figura 1.10b, si ha un effetto di soffiatura dalla regione ventrale, vicina al punto di ristagno e quindi a pressione maggiore, verso la zona di bassa pressione sul ventre, che aiuta a contenere la separazione. Si parla in questo caso di *slotted slat*:

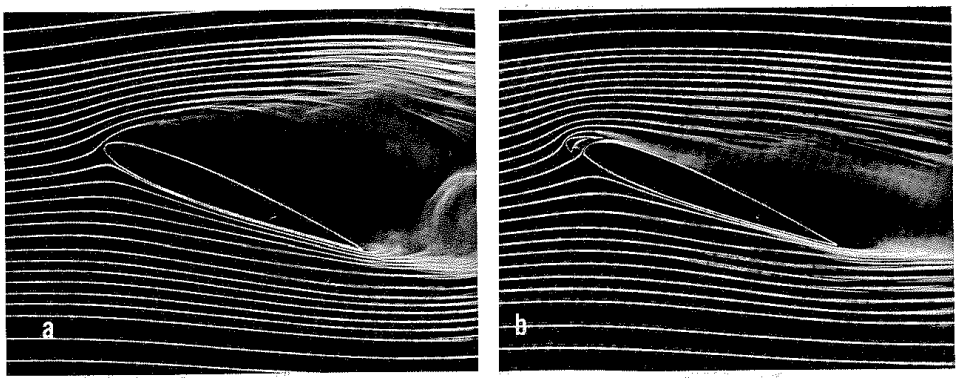


Figura 1.10: Controllo della separazione tramite soffiatura attraverso ipersostentatore

Effetti analoghi, già descritti precedentemente possono essere ottenuti sull'ipersostentatore di bordo di fuga (*slotted flap*), che a inclinazioni estreme possono andare incontro a separazione che può causarne anche la perdita di efficacia nel controllo.
Questo tipo di dispositivi è molto diffuso in ambito aeronautico, per l'efficacia e la facilità di realizzazione e utilizzo. Tuttavia, sono sorgenti di rumore e vibrazione, e quando non sono in uso, occupano volume all'interno dell'ala e aggiungono un peso non indifferente.

Riscaldamento e raffreddamento della parete

Un'altra tecnica nota per il controllare la transizione è attraverso un cambiamento locale della temperatura della parete attorno alla quale scorre il flusso.
Dovgal *et al.* [15] hanno dimostrato, tramite valutazioni sperimentali, come il riscaldamento del bordo d'attacco aiuti ad aumentare la resistenza alla transizione su una placca piana immersa in un flusso gassoso. Tale risultato è in apparente contraddizione con quanto enunciato dall'analisi dell'equazione 1.4 alla luce del teorema di Rayleigh. Tuttavia, gli autori giustificano questo risultato affermando che il riscaldamento del gas in una

regione a monte della transizione crei uno *schermo di calore*, che scalda il flusso a valle, rendendolo più caldo della parete e quindi ottenendo un effetto simile a quello della parete raffreddata.
Individuando nel picco delle oscillazioni di velocità $u'(x)$ il punto di transizione, si può osservare come questa avvenga, progressivamente più a valle al crescere della temperatura imposta. Si ottiene così un aumento del numero di Reynolds di transizione Re_{tr}. I risultati sono presentati in figura 1.11:

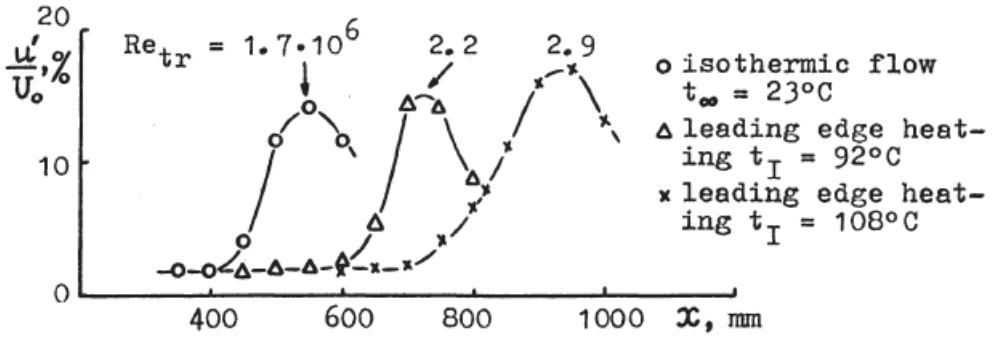


Figura 1.11: Risultati di Dovgal *et al.* [15]: aumento della resistenza alla transizione tramite riscaldamento del bordo d'attacco

Migliori risultati sono stati ottenuti con il riscaldamento contemporaneo a diverse sezioni. Tuttavia, gli stessi autori hanno avuto modo di constatare come tale riscaldamento sia efficace se effettuato nella sezione di flusso stabile. Se il riscaldamento è localizzato nella sezione di instabilità, il flusso viene destabilizzato e la transizione si muove verso il bordo d'attacco.
Come risultato della maggiore laminarità del flusso, si ottiene come previsto una diminuzione del coefficiente di sforzo d'attrito C_f e quindi della resistenza aerodinamica. Si riportano in figura 1.12 i risultati ottenuti da Lee *et al.* [16] attraverso una simulazione DNS del flusso in acqua attorno una placca piana riscaldata uniformemente a due temperature T_w differenti. In particolare, in figura 1.12a si nota la riduzione di C_f al crescere della temperatura applicata alla placca piana come previsto già dal teorema di Rayleigh per i flussi nei liquidi; in figura 1.12b il parametro di riduzione della resistenza DR, calcolato come $DR = \dfrac{C_f(T_w = T_\infty) - Cf}{C_f(T_w = T_\infty)}$:

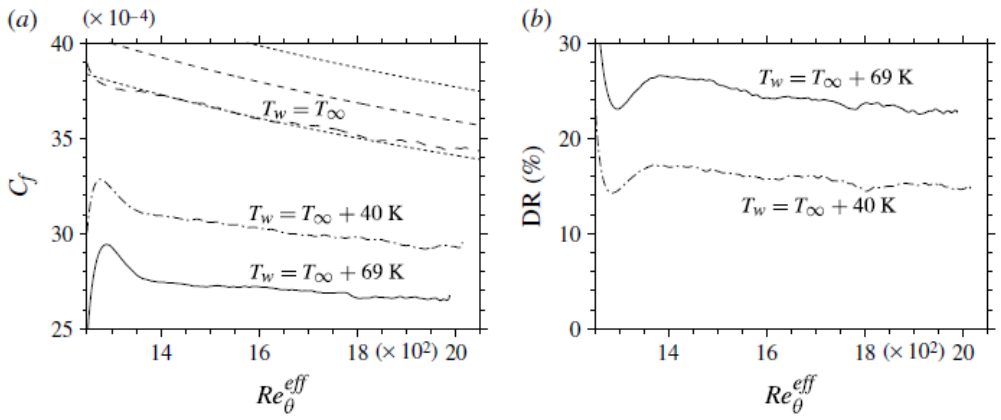


Figura 1.12: Risultati di Lee *et al.* [16]: diminuzione dell'attrito tramite riscaldamento della placca piana

Le simulazioni numeriche e gli esperimenti condotti da Sidorenko *et al.* [17] confermano l'effetto positivo del raffreddamento della parete e quello negativo del riscaldamento anche per flussi gassosi supersonici.

MEMS

I *MEMS*, o *Micro Electro-Mechanical System*, sono dispositivi di varia natura (meccanici, elettrici ed elettronici) integrati in forma miniaturizzata su un substrato di materiale semiconduttore, come il silicio. Le loro dimensioni sono generalmente comprese tra $20\,\mu m$ a $1\,mm$, mentre se raggiungono dimensioni inferiori si parla di *NENS* (*Nano Electro-Mechanical System*). Tra i molti usi, in ambito di controllo di flusso possono promuovere la transizione da strato limite laminare a turbolento attraverso un moto vibrazionale.
La loro piccola taglia ne permette un'installazione in punti irraggiungibili con altri dispositivi; sono anche particolarmente economici sia per costo sia per consumo di energia. Inoltre, la loro rapidissima risposta in frequenza ne permette l'uso per in controllo in tempo reale del flusso, come quello proposto da Couchot *et al.* in [18] in cui i *MEMS* sono utilizzati con buoni risultati per massimizzare la pressione oltre una discontinuità a scalino attraverso l'emissione di micro-getti d'aria in direzione verticale. In particolare, gli autori propongono come sistema di controllo una rete neurale artificiale per risolvere il flusso in tempi minori di quelli di simulazioni CFD complete, non ancora utilizzabili per un controllo in tempo reale.

Capitolo 2

Attuatori al plasma

Il meccanismo di funzionamento degli attuatori al plasma, che come detto è stato già suggerito da Velkoff e Ketchman [2] e da Yabe *et al.* [3] tra gli anni '60 e '70, consiste nel sfruttare il vento ionico indotto dalla scarica all'interno dello strato limite per modificarne le proprietà e manipolare attivamente il flusso. In particolare, lo scopo è di accelerare il flusso tangenzialmente a parete, nelle prossimità della stessa.
In figura 2.1 si riporta un esempio di flusso lungo una placca piana manipolato con un attuatore al plasma, visualizzato tramite iniezione di fumo. Si nota come, in prossimità dell'anodo, si crei una depressione indotta dal vento ionico, che risulta in un'accelerazione del flusso e una deviazione della linea di corrente. Le linee di corrente, in assenza di attuazione, sarebbero orizzontali e parallele alla placca piana.

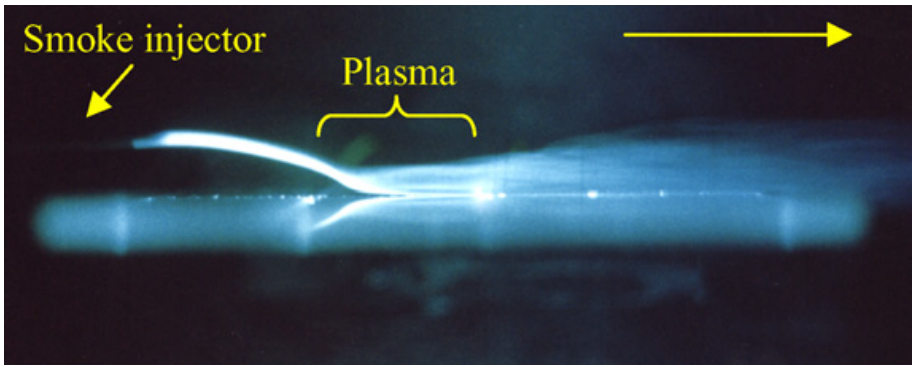


Figura 2.1: Esempio di manipolazione di flusso tramite attuatore al plasma

Il tipo più semplice di attuatore al plasma, nonché il primo indagato, specialmente durante gli anni '90, è l'attuatore a corona superficiale, che consiste in due elettrodi montati a filo della parete e sottoposti a una differenza di potenziale. Questi attuatori sono di realizzazione molto semplice, in quanto consistono semplicemente in due fili elettrici di diametro molto ridotto sottoposti a una differenza di potenziale in corrente continua. Tuttavia, questa configurazione favorisce la creazione di archi elettrici non utili per il controllo di flusso e potenzialmente pericolosi. L'interesse si sposta quindi nella seconda metà degli anni '90 su un secondo tipo di attuatori, che saranno il soggetto di questa tesi: gli attuatori a scarica a barriera di dielettrico (DBD, *Dielectric Barrier Discharge*), i cui primi risultati furono pubblicati da Roth *et al.* nel 1998 in [4]. Questi attuatori prevedono la presenza di una barriera di materiale dielettrico nello spazio che separa i due elettrodi,

interrompendo la corrente elettrica e prevenendo la formazione di archi. Tipicamente, gli attuatori DBD sono alimentati da una tensione in corrente alternata o discontinua, con frequenze comprese tra $1kHz$ e $100kHz$ e voltaggi di picco tra i $5kV$ e i $10kV$.Questo tipo di attuatori ha dei notevoli benefici che ne hanno alimentato l'interesse, tra cui:

- la piccola taglia e la geometria semplice garantiscono interferenze e disturbi minimi con il flusso esterno;
- la semplicità li rende componenti affidabili, dal basso costo di fabbricazione e manutenzione;
- l'assenza di parti mobili ne minimizza il peso e la probabilità di rottura, garantendo a parità di peso un maggiore carico trasportabile, o a parità di carico un minor peso complessivo, necessitando di meno spinta dai propulsori;
- i brevi tempi di risposta li rendono adatti a controllo in tempo reale di fenomeni di instabilità ad alte frequenze.

Tuttavia, hanno anche dei svantaggi, spesso non del tutto risolti, quali:

- la conversione diretta da energia elettrica a cinetica ha un'efficienza molto bassa, nell'ordine del decimo di punto percentuale;
- la possibile creazione di gas come l'ozono (O_3), l'ossido di azoto (NO) e il diossido di azoto (NO_2) se usati in aria. Infatti, il plasma è stato studiato anche per la generazione di ozono in applicazioni industriali come in [19] e [20]. Tuttavia, queste sostanze sono altamente corrosive e quindi non desiderate;
- una generale diminuzione delle performance e della stabilità al variare delle condizioni ambiente, come l'elevata umidità [21].

Dopo un'introduzione sul plasma e sul meccanismo di generazione di ioni e vento ionico, verranno presentate brevemente le caratteristiche principali dell'attuatore a corona superficiale, sebbene non siano il tipo di attuatore simulato in questa tesi, per confrontarle con quelle dell'altro tipo di attuatore, quello a barriera di dielettrico (DBD), che verrà approfondito in seguito. Si descriveranno infine alcuni risultati presenti in letteratura di applicazioni di questi attuatori, con una sezione a parte per i risultati in regime ipersonico. Dove non altrimenti specificato, le informazioni di questo capitolo sono tratte dalle review sugli attuatori al plasma di Moreau [22].

2.1 Plasma

Il plasma è un gas ionizzato, composto da un insieme di ioni ed elettroni, in numero uguale, rendendolo globalmente neutro. Sebbene sia formalmente in stato gassoso, il plasma, per via delle sue caratteristiche fisiche uniche e diverse da quelle dei gas, è considerato il quarto stato della materia. La sua importanza è notevole, in quanto costituisce la quasi totalità (più del 99%) della materia dell'universo, sebbene sulla Terra sia presente in natura solamente nei fulmini e nelle aurore boreali.
Lo studio del plasma risalgono alla fine del XIX secolo, con gli studi di Sir William Crookes

sui tubi a vuoto. Tuttavia, a parte gli studi di Nikola Testa e Irving Langmuir, fino agli anni '50 questo stato della materia non attira gli interessi della comunità scientifica, che è invece stato rigoglioso nella seconda metà del XX secolo e lo è ancora oggi, con numerose applicazioni del plasma in svariati campi, come i trattamenti superficiali, il taglio e la saldatura al plasma, i tubi al neon, la fusione nucleare e il controllo di flusso.
A seconda della temperatura di elettroni, ioni e molecole neutre, il plasma può essere classificato come plasma termico e plasma non termico, o plasma freddo. Nei plasmi termici la temperatura di ioni, elettroni e particelle neutre è la stessa, cioè sono in equilibrio termico tra loro. Nei plasmi freddi, gli ioni e le particelle neutre restano a temperature molto più basse, tipicamente vicine a quelle dell'ambiente, mentre gli elettroni sono a temperature più alte, dell'ordine di qualche elettronvolt eV. A causa di questa differenza di temperatura tra le particelle pesanti e gli elettroni, questi plasmi sono anche detti in non-equilibrio termico locale (*non-LTE*). Questo tipo di plasma è quello più comune nelle applicazioni industriali, e in particolare per gli attuatori di interesse di questa tesi; i plasmi termici sono usati ad esempio per la saldatura e il taglio al plasma.

2.2 Meccanismo fisico

Si descrivono di seguito i meccanismi che portano il plasma, in particolare nella sua versione non termica, a essere di interesse per il controllo di flusso. L'eccitazione di elettroni già presenti nel plasma, favorita dal campo elettrico che si crea per differenza di potenziale, favorisce un fenomeno di ionizzazione a valanga, che porta alla produzione esponenziale di elettroni e ioni positivi. Sempre grazie alla presenza del campo elettrico, queste particelle cariche vengono accelerate, tipicamente in direzione tangenziale a parete, dando vita al cosiddetto vento ionico, e chiaramente a una corrente di scarica. Questo vento ionico viene sfruttato per accelerare il gas vicino alla parete, creando un effetto simile a quello che si ottiene con un soffiatura tangenziale, descritta nella sezione 1.1.2. Si energizzano quindi le zone inferiori dello strato limite, ritardando la separazione.

2.2.1 Scarica a valanga

La formazione di plasmi non termici si ottiene attraverso un meccanismo di scarica che ha lo scopo non di scaldare il gas circostante ma di produrre elettroni energetici. A causa di ciò, il costo energetico di produzione di questi plasmi è molto basso.
Il meccanismo primario della scarica è il meccanismo di Tonwsend, con una ionizzazione a valanga a partire da pochi elettroni primari, descritto per la prima volta da John S. Townsend nel 1901 in [23]. Questi elettroni primari, nel caso di voltaggio a corrente continua applicata a due elettrodi piani, sono tipicamente formati per foto-ionizzazione. Vengono poi accelerati verso l'anodo per via della differenza di potenziale, e ionizzano il gas attraverso collisioni con particelle neutre, descritte dal meccanismo

$$A + e^- \longrightarrow A^+ + 2e^- \tag{2.1}$$

dove A è la particella neutra e A^+ il suo ione positivo. Nel caso di utilizzo in aria di questi attuatori, le particelle neutre A sono tipicamente ossigeno O_2 e azoto biatomico N_2. Per attivare questa reazione a catena è necessario oltrepassare una soglia di energia

degli elettroni, che vale $T_e \approx 13eV$ per l'ossigeno e $T_e \approx 15eV$ per l'azoto.
La moltiplicazione degli elettroni è un processo a catena: ogni elettrone generato dalla ionizzazione può impattare su un'altra particella neutra, causandone così l'ulteriore ionizzazione. La scarica di Tonwsend è anche detta infatti scarica a valanga.
Il parametro che caratterizza questo fenomeno è il coefficiente di Townsend α, che rappresenta la probabilità per unità di lunghezza che un elettrone primario ne generi uno secondario attraverso la ionizzazione. α è anche interpretabile come l'inverso del libero cammino medio di ionizzazione: $\alpha = 1/\lambda_{ion}$. Questo parametro è determinato dall'eccitazione degli elettroni, quindi dal campo elettrico, ed è unico per ogni miscela di gas, a causa dei complessi meccanismi di trasferimento di energia. I coefficienti di Townsend per l'azoto ad alti valori di E/p sono riportati dal lavoro di Sarikhani e Hariri in [24], derivati da un fit ai minimi quadrati di dati sperimentali presenti in [25]:

$$\alpha = 13.3 \cdot p \cdot \exp\left[-\frac{357}{E/p}\right] \quad \frac{1}{cm} \qquad 20 \leq \frac{E}{p} \leq 1000 \tag{2.2}$$

Per una miscela di ossigeno e azoto che riproduca l'aria standard, i valori di questo coefficiente sono riportati da [26]:

$$\alpha = \begin{cases} 1.17 \cdot 10^{-4} \cdot p \left(\frac{E}{p} - 32.2\right)^2 & \frac{1}{cm} \qquad 44 \leq \frac{E}{p} \leq 176 \\ 15 \cdot p \cdot \exp\left[-\frac{365}{E/p}\right] & \frac{1}{cm} \qquad 100 \leq \frac{E}{p} \leq 800 \end{cases} \tag{2.3}$$

Dove, in entrambi i casi, il campo elettrico E è in V/cm e la pressione p in $torr$ ($1torr = 1mmHg$).
L'evoluzione degli elettroni è quindi di carattere esponenziale, descritta dalla legge

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha x} \tag{2.4}$$

Dove N_0 è il numero iniziale di elettroni e x la direzione della propagazione. Il rapporto $M = N/N_0 = \alpha x$ è detto guadagno di elettroni.
Per le scariche a valanga, il limite superiore alla moltiplicazione di elettroni per evitare il *break-down* è il limite di Raether. In questo caso, il limite è rappresentato da un guadagno pari a $M = 10^8$, che corrisponde a $\alpha x = 20$.
Nel caso degli attuatori al plasma, l'orientamento del campo elettrico ottenuto applicando una differenza di potenziale agli elettrodi fa sì che gli elettroni siano accelerati dal catodo all'anodo. Gli ioni positivi, avendo carica opposta, seguono il percorso inverso, a velocità inferiori a causa della massa maggiore. Si genera così una corrente elettrica, con valori tipici tra pochi μA a pochi mA, con gli elettroni a una temperatura di pochi eV. A causa della mobilità maggiore degli elettroni, la ionizzazione ha una forma a goccia, di cui un esempio è riportato in figura 2.2:

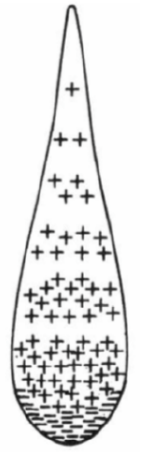


Figura 2.2: Visualizzazione schematica della forma a goccia di una ionizzazione a valanga di Townsend

Prevedibilmente, a causa della presenza di elettroni ad alta energia e di ioni, la reazione di ionizzazione non è l'unica ad avvenire. Il modello fisico e chimico del plasma verrà descritto con dettaglio nella sezione 3.1.3.

2.2.2 Vento ionico

Il vento ionico, vento elettrico o vento di corona, come descritto da Robinson in [27], fu riportato per la prima volta da Hauksbee nel 1709 e spiegato per la prima volta da Faraday nel 1838. È il fenomeno per cui il moto delle particelle ionizzate induce, attraverso ripetute collisioni con le particelle neutre, un moto al gas in prossimità di un elettrodo ad alta tensione. Classicamente, si trascura il contributo degli elettroni nella creazione del vento ionico, sebbene la loro velocità sia molto maggiore, a causa della loro massa, nettamente minore di quella ionica, sebbene studi recenti come [28] mettano in discussione questa ipotesi.
Una prima espressione della velocità di vento elettrico v_G fu data da Robinson, sempre in [27]:

$$v_G = k \times \sqrt{\frac{i}{\rho_G \mu}} \tag{2.5}$$

dove k è una costante che dipende principalmente dalla geometria degli elettrodi, ρ_G è la densità del gas, e μ la mobilità degli ioni. Questa velocità non è distinguere con la velocità degli ioni v_i, che vale

$$v_i = \mu E \tag{2.6}$$

dove E è il campo elettrico.
L'equazione 2.5 è stata completata da Sigmond e Lagstard nel 1993 in [29]:

$$v_G = \sqrt{\frac{id}{\rho_G \mu A_G}} \tag{2.7}$$

con d distanza tra gli elettrodi e A_G la sezione trasversale della scarica.
Un'espressione integrale più completa, che tiene in conto l'effetto degli elettroni, è presentata in [28]:

$$v_G = \sqrt{\frac{2}{\rho_G}\int_0^L \left[\frac{1}{T}\left(\frac{j_i}{\mu_i}\right)_{str}\delta t + \frac{1}{T}\int_0^\tau \left(\frac{j_i}{\mu_i} - \frac{j_e}{\mu_e}\right)_{SC} dt\right] dx} \tag{2.8}$$

Nel caso di gas in quiete, il movimento dovuto al vento ionico è l'unico moto del gas ed è quindi misurabile con sonde di tipo Pitot. Un esempio di profili di velocità generati da un attuatore DBD a diversi voltaggi sarà riportato nella sezione 2.4 in figura 2.11, mentre un esempio di come il vento ionico modifichi il profilo di velocità è riportato in figura 2.3:

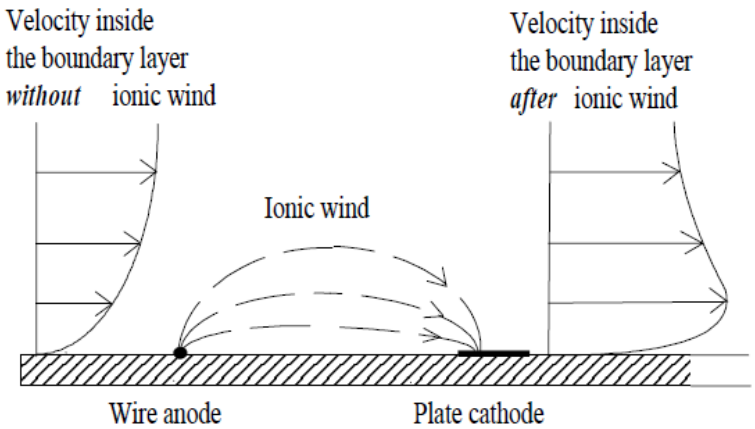


Figura 2.3: Rappresentazione schematica dell'effetto del vento ionico sui profili di velocità

Sembra esserci accordo nell'affermare che la velocità massima raggiungibile dal vento ionico sia nell'ordine dei 10 m/s nel caso di corone positive.

2.3 Attuatori a corona superficiale

Gli attuatori a corona superficiale sono stati i primi a essere studiati e ottimizzati, specialmente negli anni '90, sebbene siano attualmente trascurati a favore degli attuatori DBD e solamente un gruppo di ricercatori dall'Università di Poitiers e di Buenos Aires abbia continuato a lavorarci. I primi lavori, sia sperimentali come [30] sia teorici come [31] e [32], risalgono appunto alla fine degli anni '90.
Se ne riporta di seguito un'analisi non esaustiva, dato che non sono l'interesse di questa tesi, della struttura, delle proprietà elettriche e dei consumi.

2.3.1 Struttura

La struttura di questi attuatori, come già detto, è particolarmente semplice, in quanto è costituita semplicemente da due elettrodi, posti a una differenza di potenziale in corrente continua. Questi elettrodi sono di forma molto elementare, piccole piastre o fili di materiale conduttore dal diametro molto ridotto. Tipicamente un elettrodo è alimentato e

l'altro è messo a terra. Una raccolta di configurazioni di attuatori a corona superficiale analizzati in letteratura è riportata in figura 2.4:

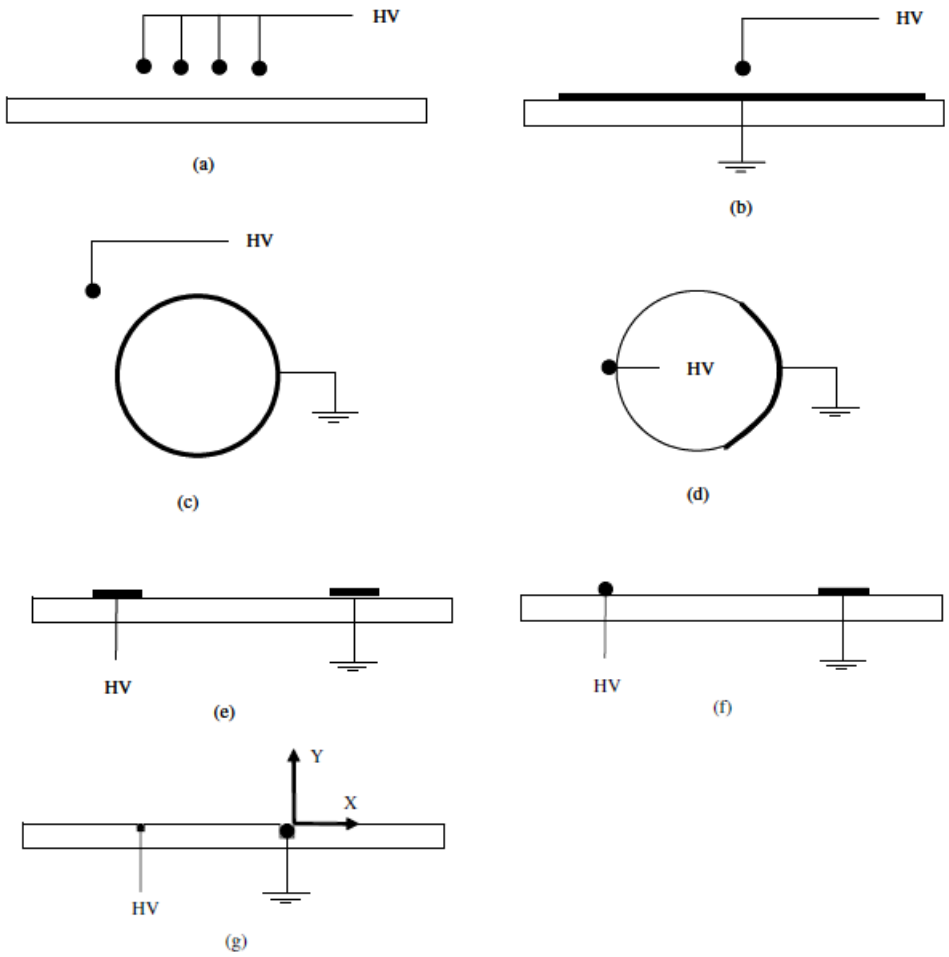


Figura 2.4: Configurazioni di attuatori a corona da letteratura

La struttura più semplice è quella in figura 2.4g, tratta da [33], con due cavi elettrici montati a filo della parete. Il cavo di diametro minore è l'anodo, sottoposto a un alto voltaggio, mentre il catodo, a valle, ha un diametro maggiore ed è messo a terra o sottoposto a un potenziale negativo. Lo spessore trascurabile degli elettrodi ne permette un montaggio quasi a filo della parete, garantendo una bassissima intrusività sul flusso esterno, utile quando gli attuatori non dovessero essere in funzione.

2.3.2 Proprietà elettriche

Si riportano in figura 2.5 i risultati di corrente per una configurazione del tipo descritto in figura 2.4g. Il diametro dell'anodo in questo caso è pari a $0.6\,mm$, quello del catodo pari a $2\,mm$, con una distanza di $40\,mm$ tra i due elettrodi. Il catodo in questo caso è posto a $-10kV$, mentre il voltaggio dell'anodo è progressivamente aumentato:

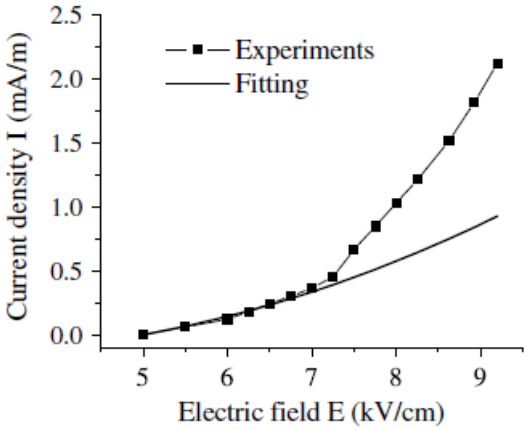


Figura 2.5: Densità di corrente al variare del campo elettrico per attuatore a corona, tratta da [33]

dove I è la densità di corrente in mA/m, ottenuta dividendo la corrente per la lunghezza degli elettrodi, e E è il campo elettrico ridotto in kV/cm, calcolato dividendo la differenza di potenziale per la distanza tra gli elettrodi. In figura 2.5 è presentato anche il *best fit* tramite un'espressione classica per questo tipo di scarica:

$$i = CV(V - V_0) \tag{2.9}$$

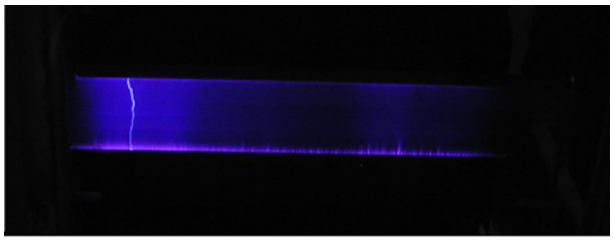
dove i è la corrente di scarica mediata nel tempo, V la differenza di potenziale, V_0 la tensione di onset, e C una costante dipendete dalla distanza tra gli elettroni.
Per le corone superficiali, sono osservabili quattro regimi di scarica al crescere della differenza di potenziale tra gli elettrodi:

- Regime *spot*: con la differenza di potenziale poco maggiore della tensione di onset V_0, la scarica è concentrata in alcuni punti visibili sul filo elettrico di minor diametro. La densità di corrente è minore di $0.2\,mA/m$, e il vento ionico prodotto è trascurabile;

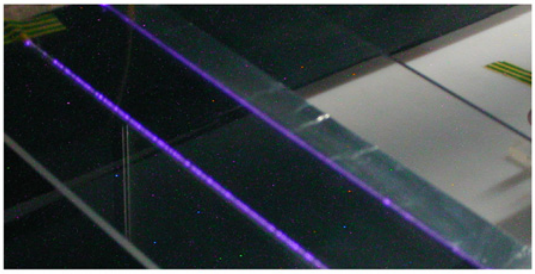
- Regime *streamer*: al crescere del campo elettrico, si osserva un piano di aria ionizzata di colore blu tra gli elettrodi, come visibile in figura 2.6a. La densità di corrente è compresa tra 0.2 e $0.5\,mA/m$, e la potenza elettrica consumata P_{elec} vale circa $50mW/cm^2$;

- Regime *glow*: a campi elettrici sempre maggiori, si osserva una serie di punti luminosi adiacenti su entrambi gli elettrodi, come visibile in figura 2.6b. La densità di corrente è compresa tra 0.5 e qualche mA/m, e la potenza elettrica consumata P_{elec} vale fino a $250mW/cm^2$. Questo regime è il regime tipico della scarica a corona; è più stabile del regime *streamer* e permette di raggiungere valori maggiori di corrente;

- Regime *filament*: a campi elettrici ridotti sempre maggiori, la corrente è interamente concentrata in alcuni filamenti; questo regime è instabile a causa della possibile apparizione di scintille e archi elettrici. La transizione ad arco elettrico è, in ultima analisi, il limite principale alla velocità massima ottenuta da questo tipo di attuatori.



(a)



(b)

Figura 2.6: Fotografie di scariche a corona in regime *streamer* (a) e *glow* (b)

I valori elettrici tipici di applicazioni per controllo di flusso sono i seguenti: $E \approx 8kv/cm$, $I \approx 1mA/m$, $P_{elec} \approx 80mW/cm^2$.
Il vento ionico prodotto, indagato in [34] attraverso un tubo di Pitot posto $10mm$ a monte del catodo, cresce con la corrente applicata, come riportato in figura 2.7:

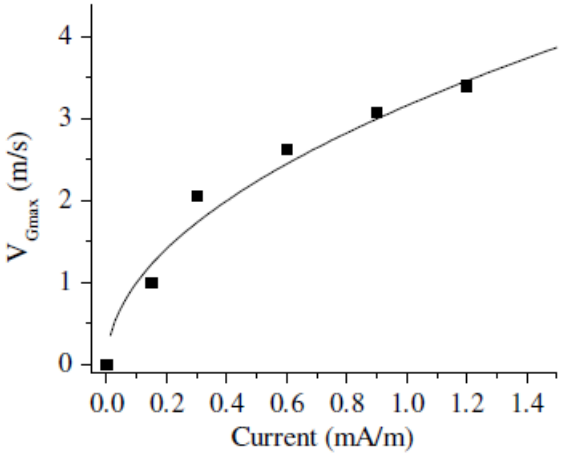


Figura 2.7: Velocità del vento ionico tratta da [34]

Il massimo vento ionico misurato con questo tipo di attuatori vale circa $5m/s$. Il massimo di vento ionico si trova tipicamente a poca distanza dalla parete: per [34] a $y = 1\,mm$. Al crescere della corrente, infine, pur aumentando la velocità media del vento ionico, ne diminuisce la stabilità, con valori più variabili nel tempo.

2.3.3 Consumi ed efficienza

L'efficienza elettro-meccanica di questo tipo di attuatori in assenza di flusso esterno di aria è dato da:

$$\eta = \frac{P_{mec}}{P_{elec}} \tag{2.10}$$

dove la potenza meccanica è definita in [35], sotto l'assunzione di flusso stazionario, come la portata di densità di energia cinetica:

$$P_{mec} = \frac{1}{2}\rho L \int_0^\infty V_G^3(y)dy \tag{2.11}$$

e la potenza elettrica è classicamente:

$$P_{elec} = Vi/L = VI \tag{2.12}$$

Dove in entrambi i casi L è la lunghezza dell'elettrodo. I risultati di questo articolo per la potenza meccanica e l'efficienza al variare della corrente sono riportati in figura 2.8:

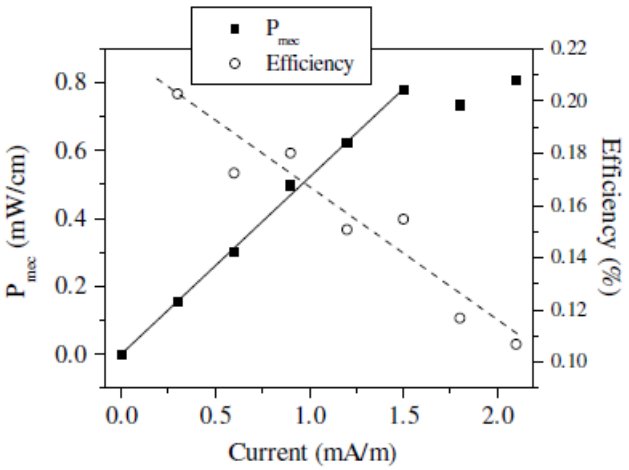


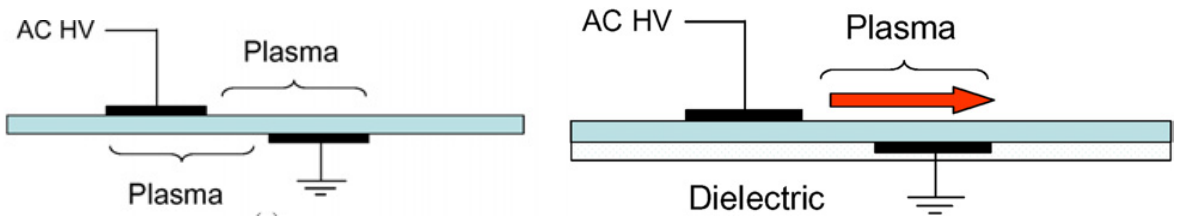
Figura 2.8: Potenza cinetica indotta e efficienza di attuatore a corona al variare della corrente, tratte da [35]

Come si può vedere, l'efficienza è nel range di pochi decimi di punto percentuale e decresce linearmente con la densità di corrente, mentre la potenza meccanica generata cresce linearmente con la densità di corrente.

2.4 Attuatori DBD

L'evoluzione degli attuatori a corona superficiale, come detto, è frutto del lavoro del gruppo di Roth al centro di ricerca NASA Langley, che ne brevetta una prima versione nel 1994 con il nome di *One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma* ($OUAGDP^{TM}$), e ne fornisce una prima descrizione in [4]. Analogamente a quanto ottenuto da attuatori a corona superficiale, il gruppo di Roth ottiene già in questo primo lavoro un vento elettrico tangenziale a parete, con velocità nell'ordine di qualche m/s.

L'idea di base è di separare gli elettrodi attraverso una barriera di materiale dielettrico, al fine di prevenire la formazione di scintille e archi elettrici, che come si è visto sono il limite di utilizzo degli attuatori a corona superficiale. La struttura tipica è composta da due elettrodi piani montati a filo di una parete, separati da uno strato di materiale dielettrico, posizionati asimmetricamente. Un elettrodo è alimentato da un alto voltaggio in corrente alternata, mentre l'altro è tipicamente messo a terra. Questo elettrodo può essere anch'esso a contatto con il flusso d'aria oppure annegato in un materiale sottostante, come può avvenire ad esempio in caso di montaggio su profili alari. In entrambi i casi, il basso spessore dell'elettrodo non comporta perturbazioni eccessive sul flusso esterno. Una visualizzazione di queste due configurazioni è presentata in figura 2.9:



(a) Entrambi gli elettrodi esposti (b) Singolo elettrodo esposto

Figura 2.9: Configurazione tipica attuatore DBD

Tipicamente, gli elettrodi sono larghi qualche millimetro, la distanza tra essi in direzione longitudinale è nulla o di pochi millimetri; il materiale dielettrico può essere Teflon, Kapton, vetro, un materiale ceramico o Plexiglas, con uno spessore tra $0.1mm$ e pochi mm. L'alimentazione è in corrente alternata o pulsata ad alto voltaggio; il voltaggio di picco, la frequenza e la forma d'onda possono variare, ma i valori tipici sono un'onda sinusoidale con ampiezza tra pochi kV a $30\,kV$ e frequenza tra $100\,Hz$ a qualche decina di kHz.

2.4.1 Proprietà elettriche

Si presentano di seguito i risultati ottenuti da Pons *et al.* in [36] e [37] per dare una prima descrizione delle proprietà di questi attuatori; la configurazione che sarà oggetto delle simulazioni sarà descritta nel capitolo 3. In questo caso, gli elettrodi, costituiti da fogli di alluminio lunghi $20\,cm$, sono separati da una placca di vetro spessa $5\,mm$; la distanza tra l'estremo destro dell'elettrodo superiore e quello sinistro dell'elettrodo messo a terra è pari a $5\,mm$. L'elettrodo superiore è alimentato tramite un voltaggio sinusoidale, con $V_{pp} = 20kV$ e $f = 300Hz$. L'attuatore è testato sia in configurazione con entrambi gli elettrodi esposti (figura 2.9a) che con l'elettrodo inferiore incapsulato (figura 2.9b). Dato che quest'ultima sarà la configurazione simulata, si illustreranno i risultati corrispondenti solamente a questo caso. In particolare, in figura 2.10 la corrente ottenuta è sovrapposta al voltaggio imposto:

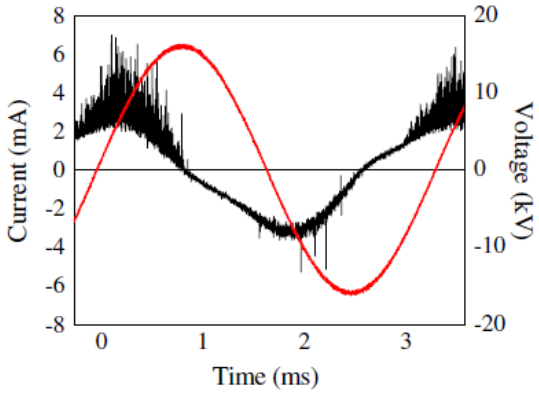


Figura 2.10: Corrente ottenuta nel tempo da [37] per DBD con elettrodo inferiore incapsulato

Si nota come la corrente di scarica, che corrisponde a quando il plasma è innescato, è composta da impulsi molto brevi che appaiono all'inizio di ogni inversione di polarità. Ogni impulso corrisponde a una microscarica o a uno *streamer*. Queste microscariche, nel caso della configurazione con un elettrodo incapsulato, sono più accentuate nell'emiperiodo positivo e meno in quello negativo, dove il plasma è più omogeneo, assimilabile a un regime di *glow*.
Bisogna tuttavia fare attenzione ad aumentare la carica trasferita nel tempo: come mostrato da [38] e [39], se il voltaggio o la frequenza sono aumentate troppo, si può andare incontro a filamenti o archi attraverso il dielettrico, comportandone la distruzione.

2.4.2 Effetti meccanici

Gli effetti meccanici indotti dall'attuatore possono essere distinti in velocità del vento ionico, potenza meccanica e efficienza.
In [37], Pons *et al.* hanno effettuato misurazioni di velocità, tramite tubo di Pitot, del flusso indotto in assenza di moto esterno, modificano vari parametri. Tra le conclusioni principali, sono rilevanti per la struttura a elettrodo inferiore incapsulato:

- come per la scarica a effetto corona, la quantità di moto introdotta proviene dalla regione soprastante l'elettrodo esposto, indicando una depressione verso la parete indotta dalla scarica;
- la massima velocità è raggiunta al limite dell'estensione del plasma, tipicamente localizzata al limite a valle dell'elettrodo a terra;
- a basse frequenze (da 300 a $700Hz$) e con voltaggi fino a $20kV$, la velocità massima, tipicamente a $0.5\,mm$ dalla parete, cresce linearmente con il voltaggio applicato.

La posizione del massimo di velocità può variare con lo spessore del dielettrico: in particolare, in [39] e [40], con elettrodi più sottili, il massimo di velocità si trova tra 1 e $2\,mm$ al di sopra della parete. In figura 2.11 è riportato un esempio di profili di velocità indotta

in assenza di flusso esterno da un attuatore con distanza tra elettrodi e larghezza degli stessi pari a $5\,mm$, separati da un dielettrico di vetro spesso $4\,mm$ e alimentato a $300\,Hz$:

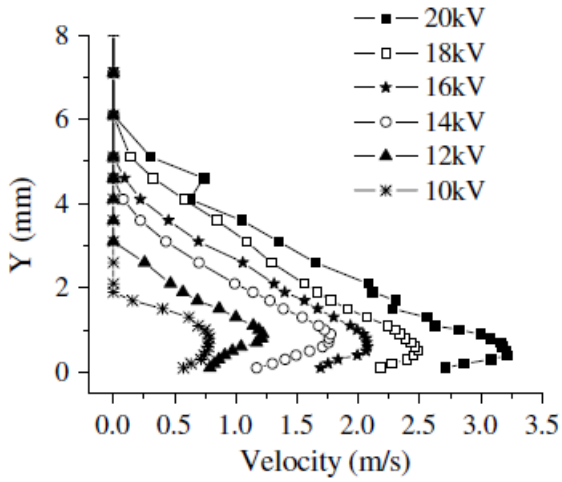


Figura 2.11: Profili tipici di velocità indotta da attuatore DBD

Studi più recenti, come [38] arrivano ad ottenere una velocità indotta fino a $8m/s$. Tuttavia, nonostante gli sforzi, non sembra esserci una dipendenza chiara della velocità dal voltaggio: la geometria e i materiali, e anche i metodi di misura, influiscono in maniera eccessiva.

2.4.3 Consumi ed efficienza

Il consumo di potenza elettrica di questi attuatori non è un aspetto molto indagato in letteratura. Usando il metodo descritto da [41] per l'applicazione delle scariche a barriera di dielettrico per i trattamenti superficiali, Pons *et al.* [37] hanno calcolato la potenza elettrica come funzione di diversi parametri. Il metodo consiste nel piazzare un capacitore tra l'elettrodo messo a terra e la terna, e tracciarne la curva $V - Q$ (voltaggio-carica), di cui un esempio per vari voltaggi è dato in figura 2.12:

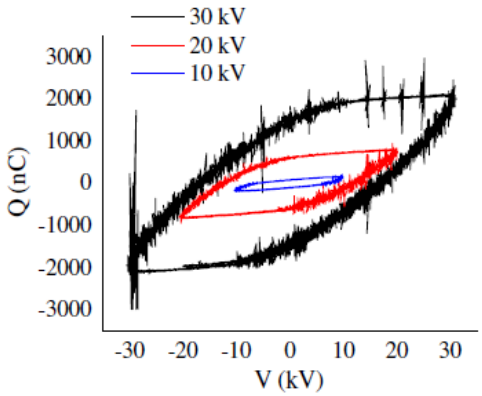
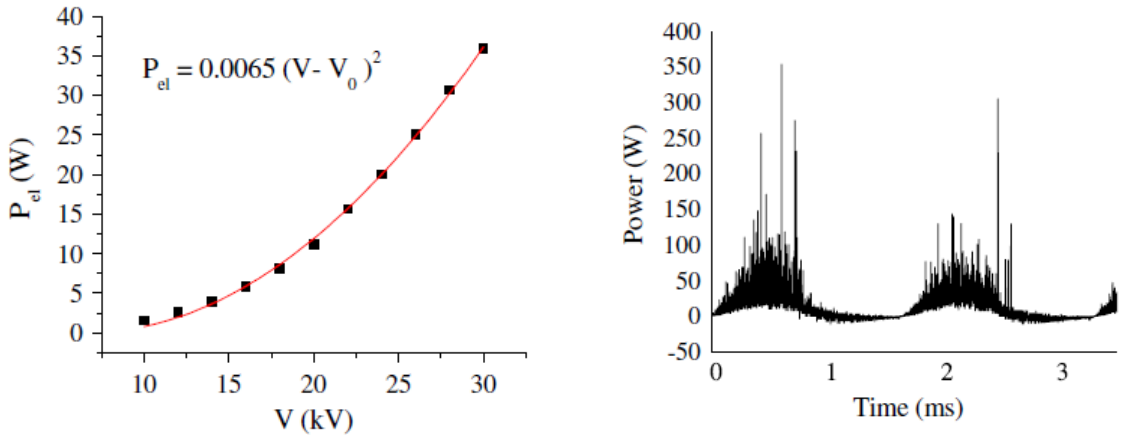


Figura 2.12: Esempio di curva $V - Q$

L'area sottesa dalla curva $V - Q$ corrisponde all'energia per periodo; la potenza elettrica è quindi ottenuta moltiplicando questa energia per la frequenza d'onda. Un esempio di curva di potenza, per la configurazione citata in precedenza, è riportata in figura 2.13a, dove si nota un incremento parabolico della potenza elettrica con il voltaggio, con un'espressione di tipo $P_{elec} = K \cdot (V - V_0)^2$. Questa dipendenza è stata osservata anche per configurazioni differenti.
Si può quindi concludere che il consumo elettrico di questo tipo di attuatori sia comparabile a quello degli attuatori a corona superficiale; tuttavia, la distribuzione nel tempo della potenza richiesta è ben diversa. Se negli attuatori a corona superficiale, a causa dell'alimentazione in corrente continua, la potenza richiesta è pressoché costante, nel caso degli attuatori DBD questa presenta vari picchi nel tempo; un esempio è riportato in figura 2.13b:



(a) Consumo di potenza elettrica medio al variare del voltaggio applicato

(b) Consumo di potenza elettrica istantaneo al variare del tempo

Figura 2.13: Profili di consumo di potenza elettrica di attuatore DBD

Si possono vedere picchi fino a $350W$ di consumo istantaneo, a fronte di una potenza media richiesta di $16W$. Altri autori hanno osservato picchi fino a $40kW$, come [42] e [43]. Questi alti picchi di potenza possono essere problematici nell'uso di questi attuatori.
Una volta misurati i profili di velocità, si possono calcolare inoltre la potenza meccanica e l'efficienza con le stesse equazioni usate per gli attuatori a effetto corona (eq.2.11 ed eq.2.10). Risultati tipici i per la potenza meccanica e l'efficienza sono presentati in figura 2.14:

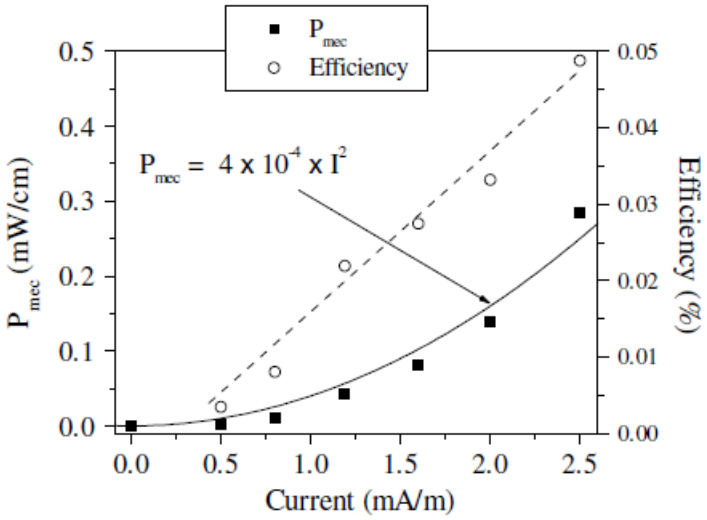


Figura 2.14: Potenza cinetica indotta e efficienza di attuatore DBD al variare della corrente

Se si confronta figura 2.14 con l'analogo per l'attuatore a effetto corona in figura 2.8, si nota come l'efficienza, benché sia minore di un'ordine di grandezza, cresca al crescere della densità di corrente, mentre la dipendenza della potenza meccanica dalla velocità sia in questo caso parabolica, con un fit suggerito di $P_{mec} = 4 \times 10^{-4} I^2$.

2.4.4 Conclusioni

Il vantaggio principale dell'attuatore di tipo DBD rispetto a quello a effetto corona superficiale è la presenza dell'isolante dielettrico, che previene la transizione da *glow* ad arco elettrico, permettendo di spingersi a voltaggi superiori ottenendo quindi venti ionici più veloci con maggiore stabilità. Il principale svantaggio è rappresentato dagli alti picchi di potenza richiesti in certe condizioni, anche nel range dei kW; tuttavia, questi possono essere ridotti applicando dei filtri induttivi tra l'alimentazione e l'attuatore.
Chiaramente, avendo il singolo attuatore una varietà di caratteristiche sia costruttive che di alimentazione che possono essere diverse tra uno studio e l'altro, è possibile, sebbene non di interesse di questa tesi, ottimizzare la forma, le caratteristiche dei materiali e geometriche, il voltaggio, la frequenza e la forma d'onda dell'alimentazione. Una trattazione estensiva dell'ottimizzazione della geometria e dell'alimentazione di questo tipo di attuatori è riportata in [44]. È chiaramente possibile, nonché già suggerito dal primo articolo di Roth [4], porre multipli attuatori DBD in serie; tuttavia, anche l'ottimizzazione della disposizione non è interesse di questa tesi.

2.5 Applicazioni note di attuatori al plasma

Si riportano di seguito una selezione variegata di applicazioni presenti in letteratura di questi attuatori per il controllo di flusso. È interessante notare l'ampio campo di applicazioni, che spaziano da profili alari in basso subsonico a veicoli in rientro atmosferico, passando per applicazioni automobilistiche ed energetiche.

2.5.1 Regime subsonico

In letteratura, le maggior parte delle applicazioni è su corpi in regime subsonico. Se ne propone una manciata di esempi, rappresentativi di diversi corpi e regimi, senza la pretesa di essere esaustivi.
Un ottimo esempio di applicazione di questo tipo di attuatore è l'articolo [45] di Post e Corke, in cui due attuatori DBD sono utilizzati per prevenire la separazione al bordo di attacco su un profilo alare NACA 66_3-018. In questo caso gli autori utilizzano due attuatori, uno posizionato sul bordo d'attacco ($x/c = 0$), e uno nel punto di massimo spessore ($x/c = 0.5$), come schematizzato in figura 2.15:

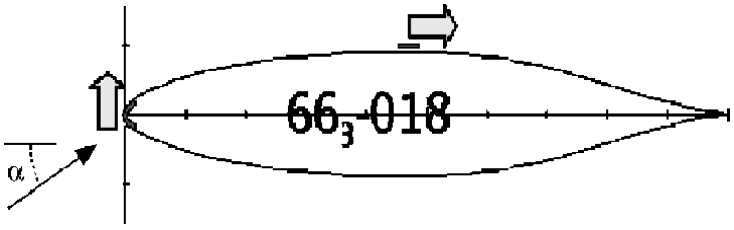
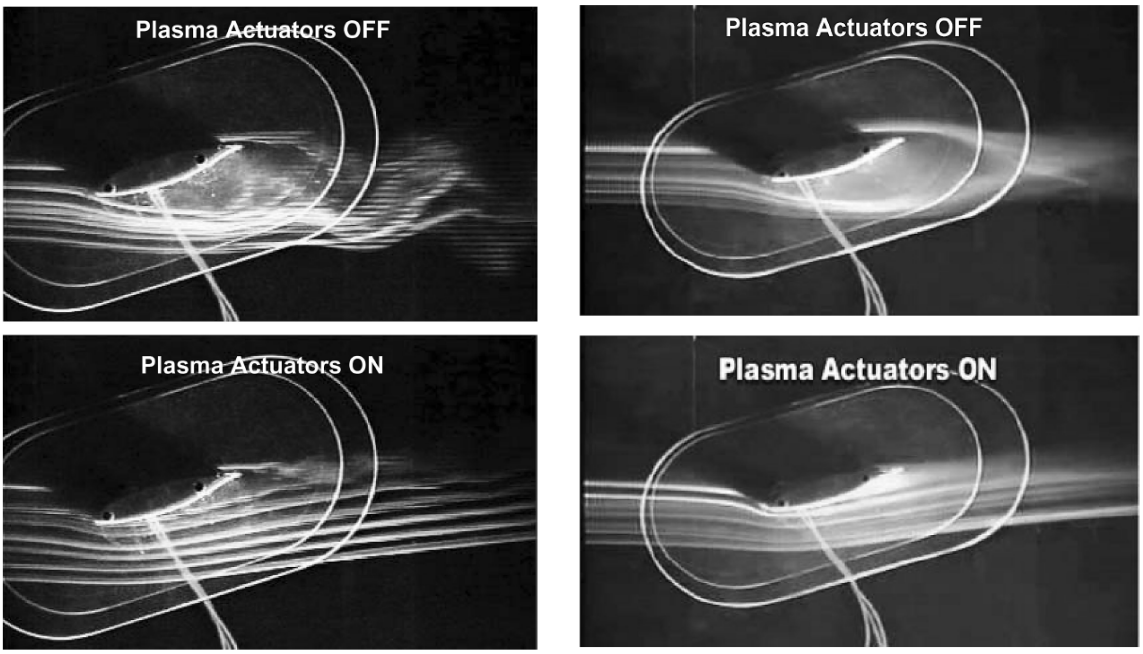


Figura 2.15: Posizione e orientamento delle forze degli attuatori al plasma in [45]

L'indagine, effettuata sperimentalmente a numeri di Reynolds tra 77×10^3 e 460×10^3, mostra dei notevoli benefici. Si può notare dalle visualizzazioni tramite fumi, riportate in figura 2.16, come l'attivazione di questi attuatori sia molto efficace a prevenire completamente la separazione al bordo d'attacco, a un angolo $\alpha = 16°$, circa 4° oltre l'incidenza di stallo:



(a) $\alpha = 16°$, $Re = 79 \times 10^3$ (b) $\alpha = 16°$, $Re = 158 \times 10^3$

Figura 2.16: Visualizzazione tramite fumi di flusso attorno al profilo alare, con attuatore spento (sopra) e acceso (sotto)

Si riporta in figura 2.17 i valori di coefficiente di pressione sul dorso del profilo, misurati tramite una serie di prese di pressione statiche sul profilo, per il caso con $Re = 70 \times 10^3$, corrispondente al caso in figura 2.16a. I risultati ottenuti con gli attatori al plasma sono comparati con quelli ottenuti con una serie di generatori di vortici, dispositivi già descritti nella sezione 1.1.1, posizionati a $x/c = 0.05$:

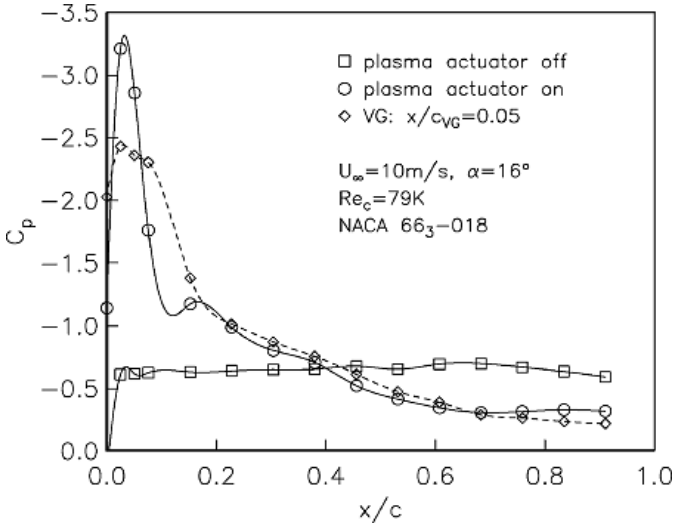
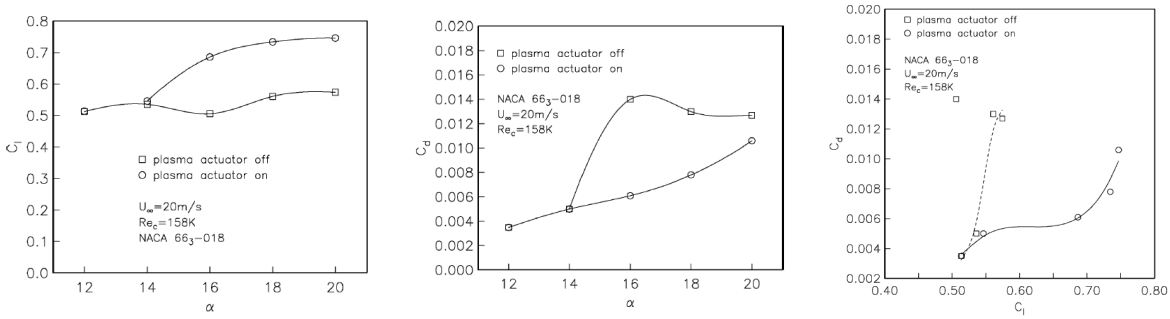


Figura 2.17: c_p sul dorso del profilo; caso base, con attuatori al plasma e con generatori di vortici, per $\alpha = 16°$, $Re = 79 \times 10^3$

Come già chiaro dalla visualizzazione tramite fumi, l'attivazione dell'attuatore DBD ottiene un flusso non più staccato ma pienamente attacco anche a un'incidenza oltre lo stallo. Inoltre, il recupero di pressione è migliore di quella ottenuta tramite generatori di vortici. A questo numero di Reynolds, si ottiene un aumento drastico dell'efficienza L/D: a $\alpha = 16°$, si passa da $L/D = 14$ a 60, mentre a $\alpha = 18°$, si passa da $L/D = 21$ a 40. Estendendo queste misurazioni ad altri angoli di incidenza oltre lo stallo, che avviene ad $\alpha_{st} \sim 12°$, è possibile creare delle curve $C_l - \alpha$, $C_d - \alpha$ e combinarle in una polare. Questi risultati sono riportati, per $Re = 158 \times 10^3$, rispettivamente in figura 2.18a, 2.18b e 2.18c:



(a) $C_l(\alpha)$ (b) $C_d(\alpha)$ (c) polare $C_l(C_d)$

Figura 2.18: Risultati di coefficienti di portanza e resistenza, con attuatori accesi e spenti

Si ottengono quindi marcati miglioramenti sia sul coefficiente di portanza sia su quello di resistenza, che combinati danno luogo a una polare molto migliore che nel caso base. Gli attuatori di questo tipo, sebbene in questo caso ottengano risultati comparabili a quelli con generatori di vortici, hanno il vantaggio di essere attivati solo in caso di bisogno, permettendo così di non produrre la resistenza parassitica tipica dei generatori di vortici, che, a causa della loro struttura fissa, rendono più turbolento il flusso anche in casi di laminarità, come a bassi angoli d'attacco.
È molto attivo nell'ambito simulativo invece il gruppo di Gaitonde e Visbal, all'*Air Force Research Laboratory* di Wright-Patterson, OH(USA). Ad esempio, in [46] e [47], gli autori propongono multipli casi di applicazione di questi attuatori nel controllo di flusso. In particolare, in [46] sono utilizzati, in varie configurazioni, per il controllo dello stallo su un profilo NACA 0015 a $Re = 4.5 \times 10^4$ e incidenza di 15°, per attivare lo strato limite turbolento (*tripping*) a partire da condizioni di laminarità, e per il controllo della separazione laminare oltre una rampa e turbolenta oltre una protuberanza. In [47] approfondiscono invece gli effetti che vari parametri dell'attuatore, come la posizione, il voltaggio imposto, e la durata del transitorio di accensione. Per brevità, non si descrivono nella completezza tutti i risultati, ma si riportano alcune delle visualizzazioni ottenute dagli autori. In particolare, in figura 2.19 il controllo dello stallo sul profilo NACA 0015, in figura 2.20 la separazione oltre una rampa, e in figura 2.21 la separazione oltre una protuberanza.

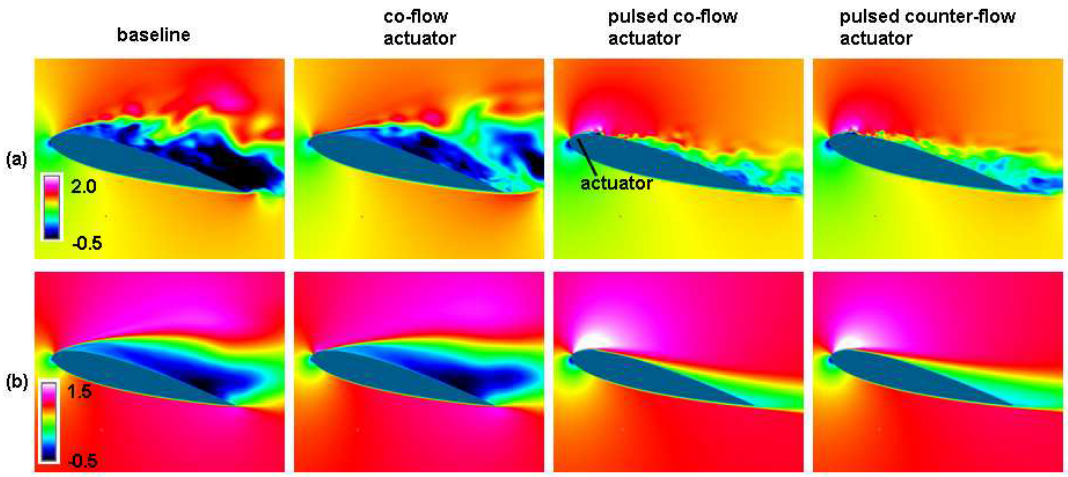


Figura 2.19: Risultati di [46]: controllo dello stallo su profilo NACA 0015
a) velocità istantanea, b) velocità media

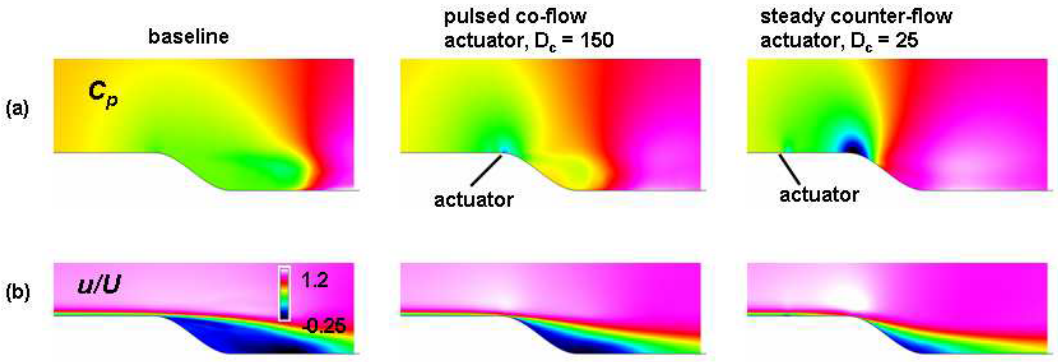


Figura 2.20: Risultati di [46]: controllo dello transizione laminare oltre una rampa
a) coefficiente di pressione statica, b) velocità normalizzata

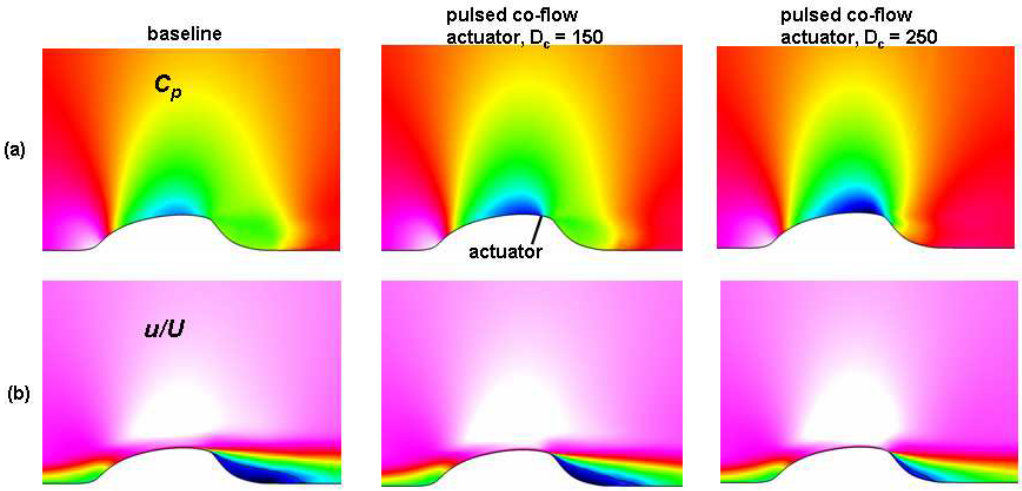


Figura 2.21: Risultati di [46]: controllo dello transizione turbolenta oltre una protuberanza
a) coefficiente di pressione statica, b) velocità normalizzata

A seconda delle configurazioni, un funzionamento pulsato o continuo, o in direzione opposta o concorde al flusso esterno possono dare migliori risultati. In generale, gli autori si dicono soddisfatti dei risultati in tutti i casi test.
Uscendo dall'ambito aeronautico, Roy *et al.* studiano in [48] l'applicazione di questo tipo di attuatori per ridurre la resistenza aerodinamica generata da un autoarticolato a velocità da autostrada (circa $100\,km/h$). Lo studio, condotto in maniera sperimentale tramite immagini PIV e bilance aerodinamiche, compara un attuatore lineare come quelli presentati in precedenza con uno con struttura "a pettine". Le dimensioni del modellino in scala 1 : 60 utilizzato per i test in galleria del vento e dell'attuatore a pettine sono mostrate in figura 2.22:

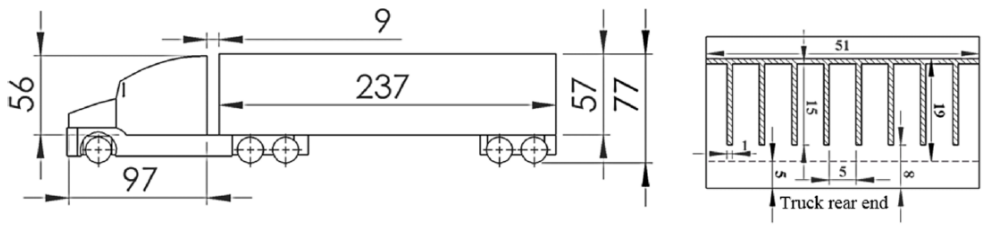
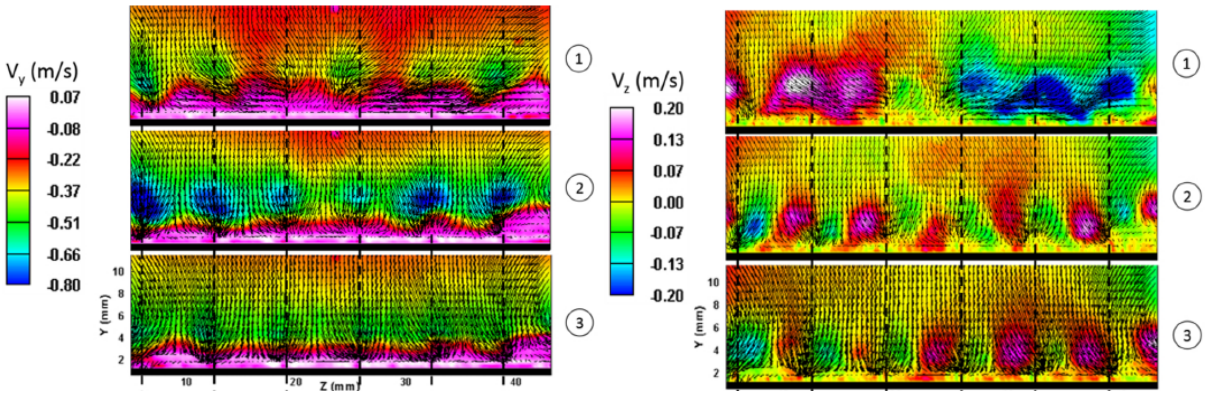


Figura 2.22: Dimensioni in *mm* del setup sperimentale in [48]

Per questo problema in particolare, la configurazione a pettine sembra più efficace dell'attuatore lineare. Gli autori giustificano questo risultato tramite la particolare struttura vorticosa che questa configurazione produce. Una visualizzazione di questo effetto pizzicante e allargante (*pinching and spreading*), come descritto dagli autori, è presente in figura 2.23, dove le velocità normali V_y (figura 2.23a) e quelle lungo la dimensione trasversale del camion V_z (figura 2.23b) indotte dagli attuatori sono indagate tramite tecnica PIV:



(a) Velocità normale V_y (b) Velocità trasversale V_z

Figura 2.23: Risultati PIV di velocità indotte da attuatore a pettine; 1, 2 e 3 sono sezioni successive

Gli autori indagano differenti modalità di alimentazione degli attuatori a pettine; nel caso migliore, cioè un voltaggio di picco $V_{pp} = 24kV$, senza modulazione in ampiezza, con frequenza pari a $5kHz$, si ottiene una riduzione della resistenza pari al 14.8% con velocità di crociera pari a $60\,mph$ e del 10.4% a $70mph$.
Per capire se questa riduzione di resistenza non sia svantaggiosa a causa dei consumi degli attuatori, gli autori misurano le potenze consumate nel caso di test e le scalano per ottenere una stima di un caso a scala reale. I risultati sono riassunti in tabella 2.1:

	misurata su modello	fattore di scala	stimata in scala reale
P_{elec}	$7.1W$	1:60 (1:l)	$\sim 425W$
P_{drag}	$1.5W$	1:3600 (1:l^2)	$\sim 5400W$
P_{saved}	$-5.6W$		$\sim 5000W$

Tabella 2.1: Bilancio di potenza in scala ridotta e reale

In ambito energetico, Nelson *et al.* [49] propongono l'utilizzo di questo tipo di attuatori sulle pale delle turbine eoliche di concezione classica, ad asse orizzontale. Uno studio simile, per turbine eoliche ad asse verticale, è invece compiuto da Greenblatt *et al.* [50].
Similmente alle applicazioni in campo aeronautico, sulle pale delle turbine eoliche si può effettuare del controllo di flusso, al fine di limitarne lo stallo e migliorare l'efficienza di estrazione di energia, e la stabilità operazionale. Classicamente, i dispositivi utilizzati per questo controllo sono principalmente ipersostentatori di bordo d'attacco, che permettono di aumentare l'angolo di stallo e il massimo C_l ottenibile, e, in misura minore, ipersostentatori di bordo di fuga. Tuttavia, come già visto in sezione 1.1.2, questi dispositivi hanno tra i principali svantaggi il peso, la complessità, la manutenzione aggiuntiva che richiedono e il rumore aerodinamico introdotto. Tutti questi svantaggi non sono presenti, come già visto, utilizzando gli attuatori di tipo DBD.
Gli autori propongono l'utilizzo di questi attuatori per controllare il carico aerodinamico lungo tutta l'ampiezza della pala, garantendo così un controllo che è equivalente a una modifica locale dell'angolo di pitch della pala. Uno schema di posizionamento degli attuatori sulla pala è presentato in figura 2.24, dove si nota come la pala sia divisa in regioni controllabili individualmente:

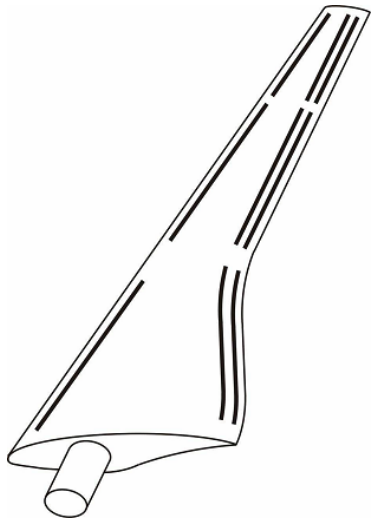


Figura 2.24: Esempio di posizionamento di attuatori DBD su pala di turbina eolica

Gli autori riassumono i vantaggi di questo tipo di attuatori applicati alle turbine eoliche in diversi effetti. In particolare, posizionati al bordo di fuga garantiscono maggior controllo sui carichi transitori dovuti a condizioni di vento non stazionario, sulla velocità del rotore, e permettono pale con maggiori aperture; posizionati al bordo di attacco, invece, hanno effetti simili a quelli degli slat tradizionali, cioè di espansione della curva $C_l - \alpha$, con aumento di $C_{l_{max}}$ e incidenza di stallo. Questi effetti contribuiscono ad aumentare la vita a fatica della turbina, la sua efficienza e il campo di operabilità.
Lo studio sperimentale è condotto su un profilo alare *S827*, tipico delle turbine eoliche, di corda $29.9\,cm$, la cui forma è riportata in figura 2.25, in galleria del vento a circuito aperto, con una velocità di $20\,m/s$, a cui corrisponde un numero di Reynolds di 0.404×10^6. In una prima configurazione, un attuatore posizionato al 78% della corda è alimentato da una corrente alternata con voltaggio di picco $V_{pp} = 35kV$ e frequenza pari a $2.3kHz$.

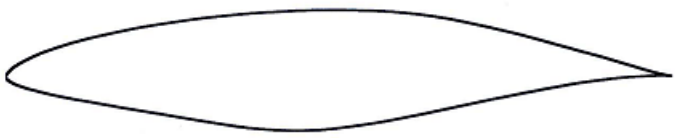


Figura 2.25: Profilo alare S287, utilizzato da [49] per misure in galleria del vento

I risultati di coefficiente di portanza C_l ottenuti sono riportati in figura 2.26. Si nota, per bassi angoli di incidenza, un aumento di C_l abbastanza costante e pari a $\Delta C_l = 0.08$. Questo corrisponde a un angolo di attacco equivalente maggiore di $\Delta\alpha = 0.7°$, ed è equivalente a quanto ottenuto da una deflessione di 2° di un flap avente un $C_f/C = 0.10$.

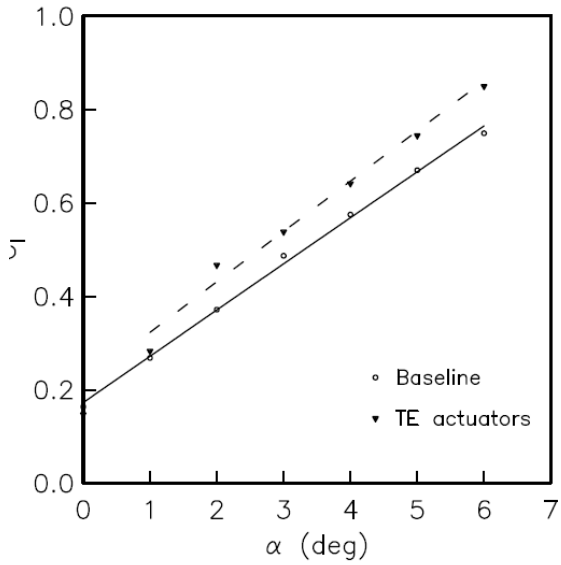


Figura 2.26: Risultati di coefficiente di portanza con attuatore lungo l'apertura del profilo

Gli autori hanno investigato, sullo stesso profilo, una seconda configurazione, con gli attuatori nella direzione del flusso. Il posizionamento degli attuatori è visibile, sia schematizzato che fotografato, in figura 2.27, mentre i risultati di coefficiente di portanza in figura 2.28:

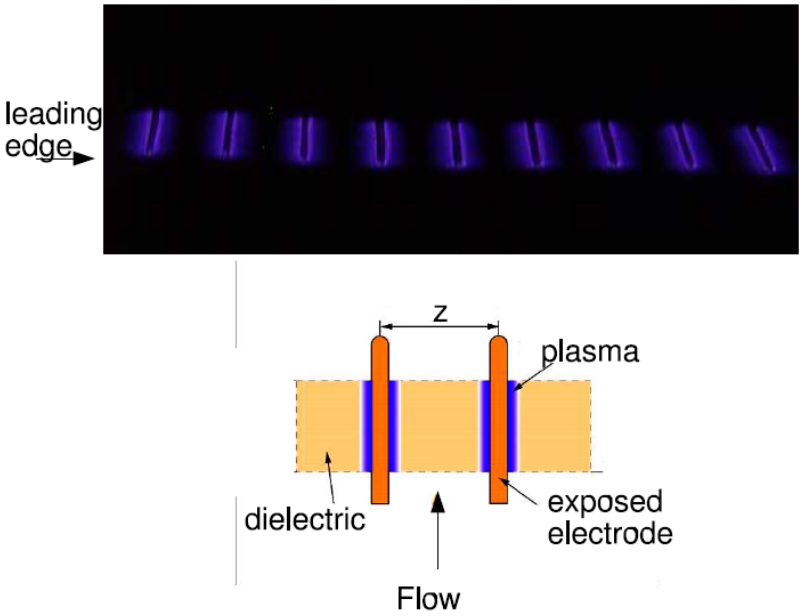


Figura 2.27: Configurazione con attuatori allineati con il flusso

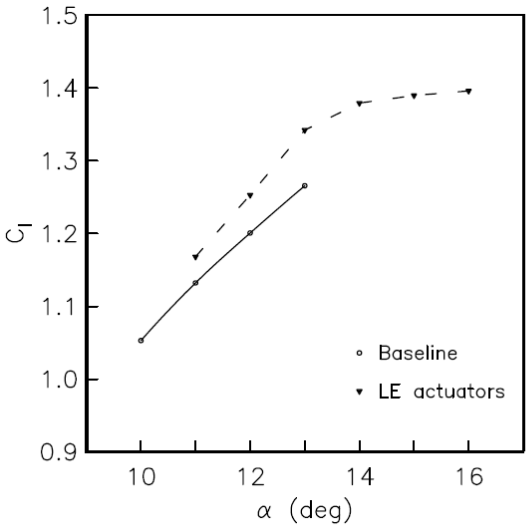


Figura 2.28: Risultati di coefficiente di portanza con attuatori allineati con il flusso

Questa configurazione, che crea dei vortici simili a quelli ottenibili con generatori di vortici tradizionali, porta sia a un incremento di coefficiente di portanza per tutto il range di angoli di incidenza, sia a un'estensione del campo di operabilità della pala. Infatti, nella condizione base, le misure si interrompono a 13° a causa delle violente vibrazioni causate dai carichi instazionari dovuti allo stallo del profilo.

2.5.2 Regime supersonico e ipersonico

Sebbene le applicazioni principali di questi attuatori in letteratura siano su flussi subsonici, sia per facilità di sperimentazione che di simulazione, nell'ultimo decennio alcuni studi, come [5] e [6], mostrano risultati promettenti in campo supersonico e ipersonico.
Ad esempio, Zheng *et al.* propongono in [5] due esempi di possibile utilizzo di attuatori DBD in regime supersonico. In particolare, si ottiene una riduzione della resistenza aerodinamica per un corpo cilindrico e un'azione di guida di un proiettile, entrambi a numero di Mach $M_\infty \sim 5$.
Il meccanismo sfruttato è la generazione di micro onde d'urto da parte dell'attuatore alimentato da una tensione alternata con ampiezza temporale nell'ordine dei nanosecondi. Un esempio delle onde d'urto provocate da impulsi successivi, visualizzate tramite tecnica Schlieren in una configurazione con voltaggio di picco pari a $20kV$ e frequenza di $1kHz$, è presentato in figura 2.29:

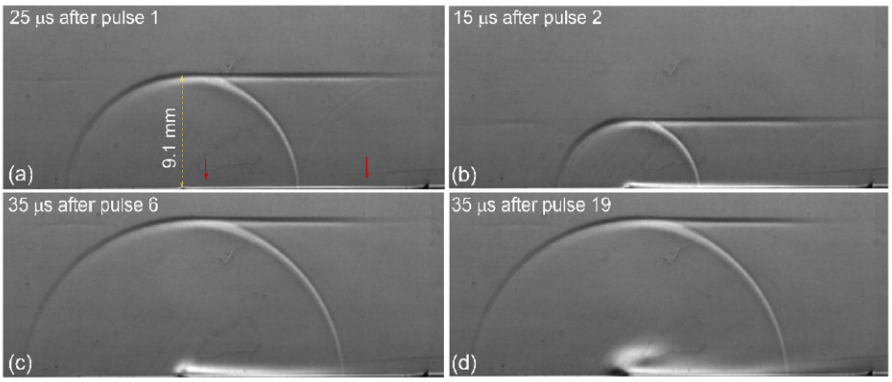


Figura 2.29: Immagini Schlieren sperimentali di onde d'urto provocate da attuatori DBD

Queste onde d'urto possono essere quindi sfruttate per interagire con altri urti, tipici del regime supersonico, per modificare le caratteristiche aerodinamiche del corpo.
Nel caso del cilindro, avente diametro pari a $6mm$ e immerso in un campo di moto con $M_\infty = 4.76$, si sfrutta l'interazione tra l'urto staccato e le onde d'urto emesse dall'attuatore, posizionato in prossimità del punto di ristagno, per allontanare l'urto staccato aumentandone la distanza di stand-off. Il meccanismo è visualizzato in figura 2.30 tramite immagini Schlieren numeriche e in figura 2.31 tramite il campo di pressione:

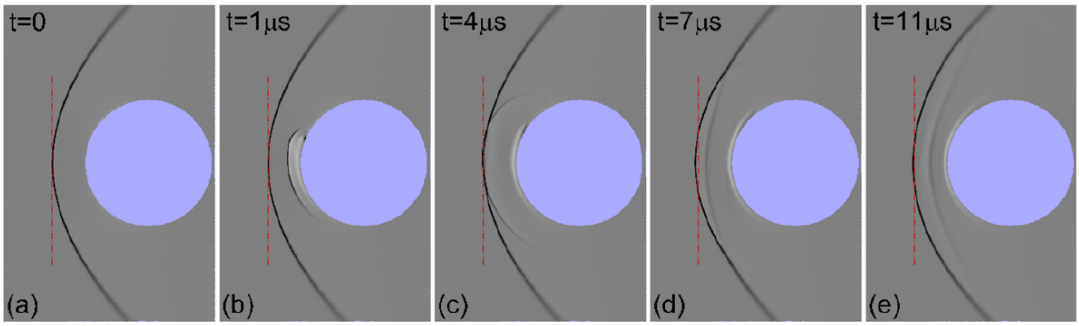


Figura 2.30: Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto staccato sul cilindro, immagini Schlieren numeriche

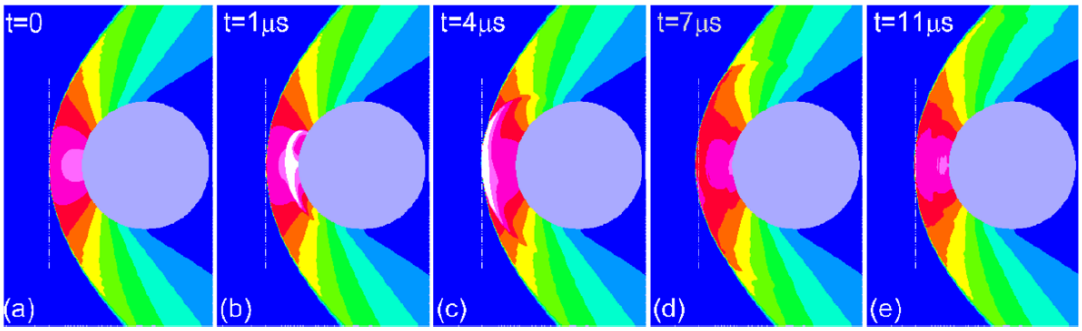
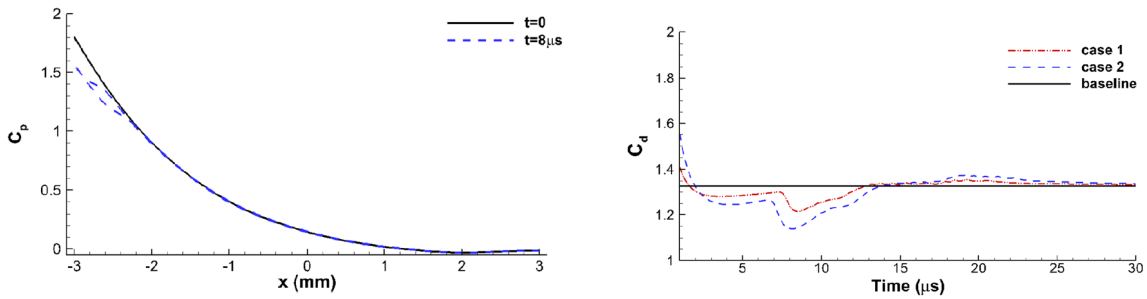


Figura 2.31: Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto staccato sul cilindro, campo di pressione

Si nota come l'interazione tra gli urti provochi uno allontanamento del bow shock dal cilindro, ottenendo un aumento massimo del 13.1% della distanza di stand-off a $t = 7\mu s$, dopo il quale l'urto staccato tende a tornare nella sua posizione iniziale.
L'influenza sulla distribuzione di pressione, inoltre, è visibile anche nel coefficiente di pressione C_p del cilindro. Se all'istante iniziale la distribuzione di pressione era simmetrica sulla superficie superiore e quella inferiore del corpo, a $t = 8\,\mu s$ il coefficiente di pressione è diminuito in prossimità del punto di ristagno, e si crea una leggera asimmetria tra la parte inferiore e quella superiore. Si ottiene così una resistenza aerodinamica minore, e una piccola forza laterale. Un confronto della distribuzione di C_p attorno al punto di ristagno è presentata in figura 2.32a, mentre l'andamento del coefficiente di resistenza C_d nel tempo è presentato in figura 2.32b. La massima riduzione di resistenza ottenuta è pari all'8.3% in un caso con voltaggio pari a $10kV$ (*case 1*) e al 14% con voltaggio di picco pari a $12.5kV$ (*case 2*). In entrambi i casi, il picco di riduzione di C_d è localizzato intorno ai citati $8\,\mu s$.



(a) Distribuzione di C_p; il punto di ristagno è localizzato in $(-3\,mm,0)$

(b) Variazione nel tempo di C_d

Figura 2.32: Risultati di C_p e C_d su un cilindro in regime supersonico

L'altra applicazione proposta nell'articolo è la generazione di una forza laterale per sterzare un proiettile che viaggia a $M_\infty = 4.65$, la cui forma è visualizzata in figura 2.33:

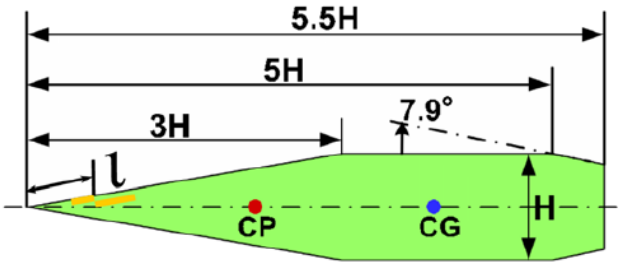


Figura 2.33: Schema del proiettile e posizionamento dell'attuatore; $H = 2cm$

L'evoluzione nel tempo dell'interazione tra l'urto, in questo caso attaccato, generato dal proiettile e quello prodotto dall'attuatore è presentata tramite visualizzazione Schlieren in figura 2.34:

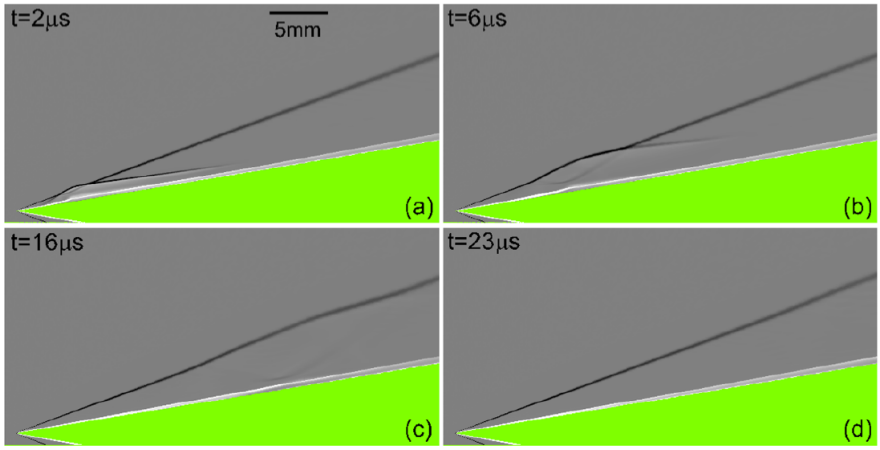


Figura 2.34: Interazione tra onde d'urto provocate da DBD e urto attaccato sul proiettile, immagini Schlieren numeriche

La perturbazione dell'urto, inizialmente molto vicino alla punta del proiettile, si muove rapidamente a valle per via dell'alta velocità del flusso. Nuovamente, l'interazione tra gli urti provoca una modifica nel campo di pressione. Essendo l'attuatore posizionato solamente sul lato superiore del proiettile, la modifica in questo caso è solo da questa parte del corpo. L'asimmetria nella distribuzione di pressione crea quindi una forza sul corpo. L'andamento nel tempo di questa forza, divisa in portanza e riduzione della resistenza, è graficata in figura 2.35:

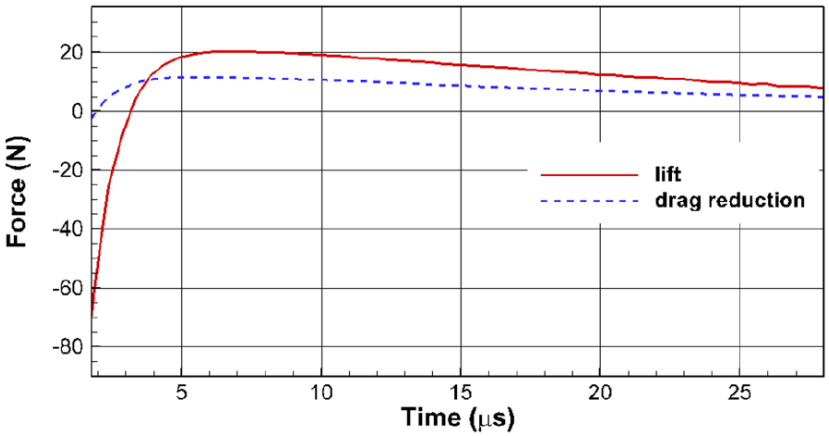
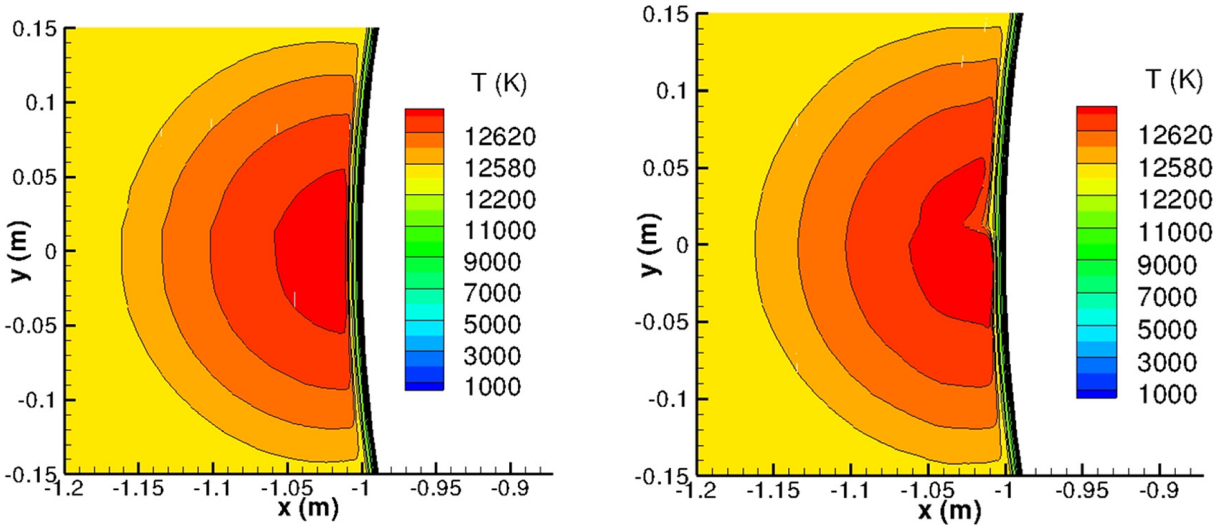


Figura 2.35: Forze imposte sul proiettile nel tempo

L'andamento nei primi microsecondi è dovuto all'aumento iniziale di pressione nella scarica; dopo che questa giunge a rilassamento, si ottengono i risultati desiderati di generazione di portanza e riduzione della resistenza. La forza normale, applicata a monte del centro di gravità CG come riportato in figura 2.33, crea un momento di beccheggio, che può dare un'incidenza al corpo; se il proiettile è in volo in situazione di quasi instabilità, questo momento può causarne la destabilizzazione.
Tra gli studi che indagano le possibilità di utilizzo di questi attuatori in regime ipersonico,

Bhatia *et al.* [6] li utilizzano alimentati da una tensione alternata con ampiezza temporale nell'ordine dei microsecondi per ridurre lo scambio di calore superficiale in un corpo cilindrico che si muove a Mach 17. L'attuazione nell'ordine dei microsecondi e non nei nanosecondi, che come visto producono onde d'urto che possono essere utili ad aumentare la distanza di stand-off dell'onda d'urto staccata, è scelta a causa dell'aumento di produzione di calore che quest'ultima comporta. Dato che il campo di velocità di utilizzo efficace di questi attuatori è fino a circa $60\,m/s$, la zona in cui possono essere utilizzati è molto vicina (fino a $3-10\,mm$ di distanza) al punto di ristagno del cilindro, dove le velocità sono minori di $15\,m/s$. Il meccanismo è sempre l'iniezione di quantità di moto in prossimità della parete, ma in questo caso l'effetto principale è modificare i profili di temperatura, come visibile in figura 2.36. In figura 2.36a è riportato il caso base, senza attuatore acceso, con una temperatura a parete fissata a $T_w = 500K$ e temperatura del flusso a monte pari a $T_\infty = 200K$. In figura 2.36b invece sono visualizzati i profili di temperatura, nel caso in cui un singolo attuatore sia agente in direzione $y > 0$:



(a) Nessun attuatore

(b) Attuatore attivo

Figura 2.36: Profili di temperatura in prossimità del punto di ristagno con e senza attuatore attivo

Si nota come i profili di velocità siano spinti lontano della parete per $y > 0$, nel verso della forza prodotta dall'attuatore, e verso la parete per $y < 0$. Dove i profili di velocità si allontanano, chiaramente, il flusso di calore, misurato tramite il coefficiente $C_h = \dfrac{q_w}{1/2\rho_\infty T_\infty}$, si riduce, e viceversa. Integrando, comunque, il contributo totale è di riduzione del flusso di calore a parete.
Gli autori indagano poi altre due configurazioni, con due attuatori agenti in direzioni opposte, e ottengono nel caso migliore una riduzione del 7.68% di flusso di calore nel punto di ristagno. Considerando anche l'effetto sulla composizione chimica del fluido, questa riduzione scende al 4.04%. Considerando che gli elevati flussi di calore sono una delle criticità principali dei corpi in fase di rientro, questi risultati sono decisamente promettenti.

2.5.3 Altre applicazioni

Come detto in precedenza, gli usi del plasma spaziano in svariati campi, di cui il controllo di flusso è uno dei più recenti. Sebbene spesso il plasma impiegato per altri scopi sia generato con metodi differenti dagli attuatori DBD, nell'ultimo decennio è stata studiata la possibilità di usare questi attuatori, e in particolare la loro capacità di generare ozono (O_3), in altri campi. Questo aspetto, noto per gli attuatori DBD sin dai primi lavori di Roth, che li sviluppò allo scopo di utilizzarli per la decontaminazione, era già stato analizzato da Robinson nel 1961 in [27].
Sebbene in applicazioni aeronautiche questo gas, data la sua natura altamente corrosiva, sia deprecabile, è di interesse in ambito industriale. Infatti, dato il suo potere ossidante, l'ozono viene impiegato per sbiancare e disinfettare, in maniera analoga al cloro. La generazione tramite attuatori al plasma ha il vantaggio di essere a bassa temperatura, a basso costo e di non lasciare residui organici. Ad esempio, Choudhury *et al.* hanno studiato in [20] una disposizione a pettine di attuatori DBD, accoppiata con una ventola per incrementare la mobilità dell'ozono, e hanno ottenuto risultati promettenti, suggerendo la fattibilità dell'uso di questi componenti per applicazioni di decontaminazione come la sterilizzazione di componenti di navicelle spaziali, fondamentale per evitare contaminazioni dei corpi celesti oggetto delle missioni spaziali.

Capitolo 3

Fondamenti teorici

In questo capitolo si descrivono le equazioni di governo che descrivono il comportamento del plasma in questa configurazione. In particolare, si descrive il modello teorico scelto dal dottorando Rocco Arpa nella sua tesi [1], che farà da riferimento, per confrontarlo con il modello utilizzato su *STAR-CCM+* e con le ipotesi compiute da *BOLSIG+* per ricavare i dati molecolari degli elettroni.

3.1 Tesi Rocco Arpa

Dal punto di vista chimico e fisico, l'attuatore DBD è un fenomeno complesso, con un gran numero di reazioni e specie che partecipano, e dei tempi caratteristici molto veloci. Ad esempio, per un utilizzo in aria standard, composta solamente da azoto e ossigeno a temperatura e pressione ambiente, avvengono in tutto circa 450 reazioni, coinvolgendo circa 25 specie ioniche e neutre.
L'approccio classico per trattare questo tipo di problemi è quello Magneto-FluidoDinamico (*MFD)*, che è una generalizzazione del modello Magneto-IdroDinamico (*MHD*). Questo approccio consiste nell'accoppiare le equazioni di continuità per le N specie costitutive con le tre equazioni di conservazione globale di massa, quantità di moto e energia della miscela. Le equazioni diventano quindi della forma:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_i \mathbf{V} = -\nabla \cdot \mathbf{J_{mi}} + \Omega^i_{ch} \qquad i = 1,...,N-1 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0 \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V}\mathbf{V} = \nabla \cdot \tau + \rho_c \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho e + p)\mathbf{V}] = \nabla \cdot (\mathbf{J_u} - \tau \cdot \mathbf{V}) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \tag{3.4}$$

dove q_i e m_i sono rispettivamente la carica e la massa molecolare della specie i-esima, $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ i campi elettrico e magnetico, $\mathbf{J_{mi}}$ e $\mathbf{J_u}$ i flussi diffusivi di massa ed energia interna, ancora da definire e τ è il tensore degli sforzi di Maxwell, definito in modo compatto come:

$$\tau_{ij} = \epsilon_0 \left(E_i E_j - \frac{1}{2}\delta_{ij} E^2 \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(B_i B_j - \frac{1}{2}\delta_{ij} B^2 \right) \tag{3.5}$$

e il termine $\rho_c \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ sono le forze di Lorentz per unità di volume. Si nota come bastino $N-1$ equazioni di continuità, dato le varie densità sono legate dall'equazione per la densità complessiva della miscela:

$$\rho = \sum_{i=1}^{N} \rho_i \tag{3.6}$$

la densità di carica è definita come:

$$\rho_c = \sum_{i=1}^{N} q_i \frac{\rho_i}{m_i} \tag{3.7}$$

e la conservazione globale di carica è descritta nell'equazione:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \tag{3.8}$$

Dove $\mathbf{j}$ è la corrente totale, scritta come:

$$\mathbf{j} = \rho_c \mathbf{V} + \sum_{i=1}^{N} q_i \mathbf{J_{mi}} \tag{3.9}$$

I termini chimici di produzione e consumi delle specie Ω_i^{ch} spmp ottenuti dalla descrizione tramite la legge di azione di massa delle reazioni chimiche che avvengono; questa descrizione sarà effettuata nella sezione 3.1.3.
I campi elettrico e magnetico $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ sono ottenibili dalle equazioni di Maxwell, trascurando i termini di polarizzazione $\mathbf{P}$ e magnetizzazione $\mathbf{M}$ del plasma:

$$-\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \epsilon_0 c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} \tag{3.10a}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \tag{3.10b}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{3.10c}$$

$$\nabla \cdot \epsilon_0 \mathbf{E} = \rho_c \tag{3.10d}$$

dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto, pari a $8.8544 \times 10^{-12} F/m$.
Per definire i flussi diffusivi di massa $\mathbf{J_{mi}}$ ed energia $\mathbf{J_u}$ si userà il modello drift-diffusion, descritto poi nella sezione seguente 3.1.1. Per il calcolo delle proprietà di trasporto delle particelle pesanti, si utilizzano relazioni empiriche calcolate da dati sperimentali presenti in letteratura, come in [51] e in [26]. Per gli elettroni invece, queste quantità verranno ottenute risolvendo l'equazione di Boltzmann (eq.3.16). Questi procedimenti verranno descritti nel dettaglio nella sezione 3.1.2.

3.1.1 Modello Drift-Diffusion

A causa della complessità del modello, è giustificato e necessario compiere delle ipotesi di lavoro semplificative. In primis, dati i tempi molto brevi del fenomeno, tra i microsecondi e i picosecondi, più piccoli delle scale temporali tipiche della gasdinamica, si può trascurare l'effetto del flusso esterno sulla dinamica della scarica DBD. Il gas è quindi considerato in quiete ($\mathbf{V} = 0$), come se il plasma fosse diffuso in un flusso congelato. Le equazioni di continuità per la specie *i-esima* del plasma diventano quindi:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{mi} + \Omega^i_{ch} \tag{3.11}$$

e l'equazione di continuità globale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{3.12}$$

Con la corrente che diventa:

$$\mathbf{j} = \sum_{i=1}^{N} q_i \mathbf{J_{mi}} \tag{3.13}$$

Inoltre, per semplicità, si passa da N specie costitutive a 4: particelle neutre, ioni positivi, ioni negativi ed elettroni. Per ognuna, possono coesistere più tipi particelle, e per ognuna andrà scritta un'adeguata equazione di produzione e consumo.
Tipicamente, un campo magnetico esterno non è applicato in questo tipo di applicazioni, e l'effetto di campi magnetici indotti è trascurabile. Il problema quindi diventa di pura elettrostatica: il campo elettrico può essere scritto come gradiente di un potenziale $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$, e le equazioni di Maxwell (3.10) si riducono all'equazione di Poisson:

$$\nabla \cdot \epsilon_r \nabla \phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0} \tag{3.14}$$

in cui si introduce la permettività relativa del dielettrico ϵ_r.
Infine, nonostante la presenza del campo elettrico, ci si attende solo piccole variazioni delle temperature delle particelle pesanti (ioni e particelle neutre), e queste variazioni sono ininfluenti nella dinamica delle particelle cariche, in particolare nella loro diffusione massica.
Sotto queste assunzioni, i flussi diffusivi di massa si possono scrivere come:

$$\mathbf{J}_{m+} = -D_+ \nabla \rho_+ + \mu_+ \rho_+ \mathbf{E} \tag{3.15a}$$

$$\mathbf{J}_{m-} = -D_- \nabla \rho_- - \mu_- \rho_- \mathbf{E} \tag{3.15b}$$

$$\mathbf{J}_{me} = -D_e \nabla \rho_e - \mu_e \rho_e \mathbf{E} - D_e \rho_e \frac{\nabla T_e}{T_e} \tag{3.15c}$$

$$\mathbf{J}_{mn} = -D_n \nabla \rho_n \tag{3.15d}$$

Con i pedici e, $+$, $-$ e n che si riferiscono rispettivamente a elettroni, ioni positivi, ioni negativi e particelle neutre. D_i sono i coefficienti di diffusività e μ_i le mobilità; questi termini verranno descritti nella sezione seguente 3.1.2. Questo modello è noto come modello *Drift-Diffusion* [52]. Si è osservato in letteratura che questo modello può descrivere le caratteristiche generali di una scarica in un range di pressioni tra 1 e 50 *torr* e con una

differenza di potenziale tra gli elettrodi tra 0.3 e $10kV$ [51] [53]. In generale, è un buon compromesso tra l'accuratezza fisica e la semplicità richiesta.
In particolare, il drift delle particelle è descritto dal termine $D_i \nabla \rho_i$, mentre la parte di diffusione dal termine $\mu_i \rho_i \mathbf{E}$. Si noti come per le particelle neutre questo termine sia nullo, a causa della loro neutralità, e come nell'equazione del flusso di elettroni sia presente l'influenza del gradiente di temperatura ∇T_e, trascurabile invece per le altre specie. Una distribuzione spaziale non uniforme della temperatura degli elettroni sembra ragionevole in presenza di un campo elettrico non uniforme $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x,y,z)$.

3.1.2 Proprietà di trasporto degli particelle cariche

Le proprietà di trasporto e i processi chimici sono fortemente influenzati dall'evoluzione dell'energia posseduta dagli elettroni stessi. In prima approssimazione, gli elettroni guadagnano energia per l'azione del campo elettrico, e la perdono impattando con le particelle neutre pesanti. Tuttavia, a causa della complessità del problema, una descrizione macroscopica del rilassamento energetico degli elettroni non sembra essere stabile e rigorosa per i problemi di scarica. In particolare, la criticità è lo scostamento, sotto applicazione di forti campi elettromagnetici, della condizione di equilibrio degli elettroni dalla distribuzione maxwelliana.
Per descrivere il comportamento microscopico in condizioni di scarica, è necessario ricavare la funzione di distribuzione di energia degli elettroni (*EEDF*). Nota questa distribuzione, è possibile conoscere la quantità di elettroni che partecipa alle reazioni chimiche e determinare i parametri di trasporto degli stessi. In generale, la EEDF può essere calcolata dai dati di sezione d'urto risolvendo l'equazione di Boltzmann (BE) per un dato insieme di elettroni in un gas ionizzato:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{q_e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \nabla_v f = \mathbf{C}[f] \tag{3.16}$$

dove f è la distribuzione di elettroni in uno spazio di fase esa-dimensionale, $\mathbf{v}$ il vettore velocità, q_e la carica elementare, m_e la massa dell'elettrone, ∇_v l'operatore gradiente di velocità e $\mathbf{C}$ il tasso di variazione di f dovuto alle collisioni.
La formulazione dell'equazione di Boltzmann (3.16) e il procedimento di risoluzione, che richiede molte semplificazioni ed è implementato nel software gratuito *BOLSIG+*, sono illustrati in [54], e verranno discusse nella sezione 3.2.
In scariche altamente collisionali, il tempo di rilassamento tipico degli elettroni è dell'ordine di $10^{-13} \div 10^{-9} s$, scale temporali molto più piccole di scariche in corrente continua o corrente alternata in frequenze radio con frequenze di MHz o inferiori. Si può quindi pensare di disaccoppiare nel tempo la dinamica della scarica e il problema di rilassamento di energia degli elettroni, assumendo che le proprietà di trasporto e le reazioni chimiche coinvolte dall'energia degli elettroni siano solo dipendenti dal campo elettrico ridotto E/N. Dal punto di vista macroscopico, questa assunzione implica un bilancio istantaneo tra accelerazione elettrica e perdita di energia per via delle collisioni degli elettroni con le particelle neutre e è nota come *Local Field Approximation (LFA)*. Sotto queste ipotesi, un'equazione di rilassamento per l'energia degli elettroni non è strettamente necessaria. L'ipotesi di LFA sarà ritenuta valida anche con variazioni del campo elettrico nell'ordine dei GHz, coinvolte in scariche attivate da impulsi gaussiani ripetitive, che si sono dimo-

strate le più efficaci per il trasferimento di quantità di moto.
La temperatura degli elettroni a parete richiederebbe un modello di rilassamento dedicato che non è stato considerato; si assume che gli elettroni termalizzino istantaneamente alla stessa temperatura delle particelle pesante quando impattano le pareti.
Per gli ioni pesanti, la temperatura è considerata costante e uguale alla temperatura neutrale T. I valori di mobilità sono funzioni empiriche del campo elettrico E e della pressione p, espressa in $torr$, enunciate in [51] e in [26]:

$$\mu_{+,-} = \begin{cases} \dfrac{2100}{p} \dfrac{cm^2}{V \cdot s} & \text{per } \dfrac{E}{p} < 39.3 \dfrac{V}{cm \cdot torr} \\ \\ \dfrac{14750}{p\sqrt{\frac{E}{p}}} \dfrac{cm^2}{V \cdot s} & \text{per } \dfrac{E}{p} > 39.3 \dfrac{V}{cm \cdot torr} \end{cases} \tag{3.17}$$

I coefficienti di diffusione sono calcolati dalle mobilità e dalla temperatura attraverso la relazione di Einstein:

$$D_i = \frac{\mu_i k_b T_i}{q_e} \tag{3.18}$$

Invece, i coefficienti di mobilità μ_e e diffusione D_e degli elettroni saranno invece calcolati attraverso la risoluzione dell'equazione di Boltzmann tramite il software *BOLSIG+*.

3.1.3 Modello chimico

Basandosi sul lavoro di Macheret *et al.* [26], il modello chimico volto a simulare l'aria è una miscela di azoto/ossigeno ideale e semplificato. In particolare, la miscela sarà composta da specie neutre (media pesata di N_2, O_2 e O), ioni positivi (media delle concentrazioni di N_2^+ e O_2^+), ioni negativi (O_2^-, O^-) ed elettroni e^-. Tuttavia, per una prima simulazione a corrente continua, si utilizza una miscela di azoto puro, con uniche specie la particella neutra N_2, lo ione positivo N_2^+ e gli elettroni.

Modello chimico completo

Si descrive di seguito il modello chimico completo, in presenza sia di azoto sia di ossigeno. Il meccanismo principale di propagazione della scarica, come detto, è la ionizzazione di Townsend, detta a valanga, che è il processo per cui degli elettroni liberi, energizzati e nella coda alta della *EEDF* impattano con le particelle neutre attivando una produzione esponenziale di ioni positivi ed altri elettroni, descritta dalle reazioni:

$$N_2 + e^- \longrightarrow N_2^+ + e^- + e^- \tag{3.19a}$$
$$O_2 + e^- \longrightarrow O_2^+ + e^- + e^- \tag{3.19b}$$

Tale processo è attivato quando l'energia locale degli elettroni supera una soglia di circa $T_e \approx 15eV$ per l'azoto e $T_e \approx 13eV$ per l'ossigeno. La frequenza di ionizzazione ν_i per questo fenomeno è esprimibile come il prodotto tra il coefficiente di ionizzazione di Townsend α e la velocità di deriva degli elettroni v_{dr}, con $v_{dr} = \frac{||\mathbf{J_{me}}||}{\rho_e}$. Il tasso di produzione

S_{ion} vale:

$$S_{ion} = \nu_i \frac{\rho_e}{m_e} = \alpha \frac{\rho_e}{m_e} v_{dr} = \alpha \frac{||\mathbf{J}_{me}||}{m_e} \quad \left[\frac{1}{s}\right] \tag{3.20}$$

I coefficienti di Townsend per la miscela di azoto e ossigeno sono riportati, come già visto alla sezione 2.2.1 nell'equazione 2.3, dal lavoro di Macheret *et al.* in [26]:

$$\alpha = \begin{cases} 1.17 \cdot 10^{-4} \cdot p \left(\frac{E}{p} - 32.2\right)^2 & \frac{1}{cm} \qquad 44 \leq \frac{E}{p} \leq 176 \\ 15 \cdot p \cdot \exp\left[-\frac{365}{E/p}\right] & \frac{1}{cm} \qquad 100 \leq \frac{E}{p} \leq 800 \end{cases} \tag{3.21}$$

La curva 2.3 è rappresentata in figura 3.1:

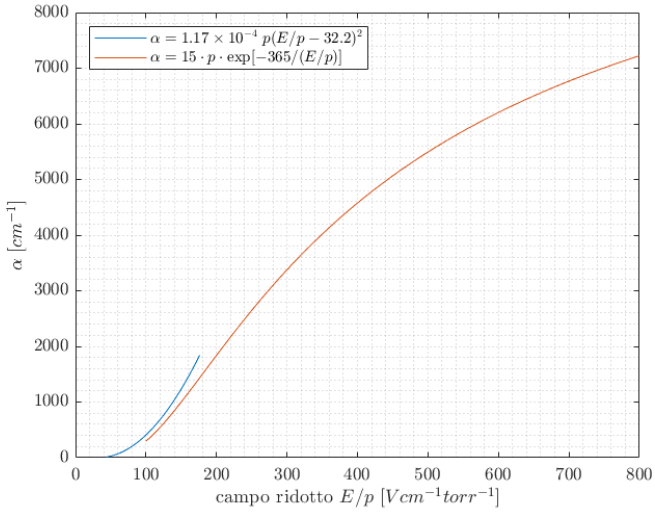


Figura 3.1: Coefficiente di Townsend secondo [26]

Alcuni degli elettroni liberi sono invece consumati in una reazione di ionizzazione diversa, che non contribuisce alla moltiplicazione degli stessi. Nell'aria, questo processo, che vede la formazione di uno ione negativo, è favorito dalla presenza delle molecole di ossigeno. Le reazioni di attaccamento a tre corpi di questo tipo sono:

$$e^- + O_2 + O_2 \longrightarrow O_2^- + O_2 \tag{3.22a}$$

$$e^- + O_2 + N_2 \longrightarrow O_2^- + N_2 \tag{3.22b}$$

I tassi di avanzamento k_{a1} e k_{a2} per le reazioni 3.22 dipendono dalla temperatura degli elettroni T_e e delle particelle neutre T_n, e sono più alti in condizioni di bassa energia elettronica. k_{a1} e k_{a2} valgono:

$$k_{a1} = 1.4 \cdot 10^{-29} \left(\frac{300}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{600}{T_n}\right) \exp\left(\frac{700(T_e - T_n)}{T_e T_n}\right) \quad \left[\frac{cm^6}{s}\right] \tag{3.23a}$$

$$k_{a2} = 1.07 \cdot 10^{-31} \left(\frac{300}{T_e}\right)^2 \exp\left(-\frac{70}{T_n}\right) \exp\left(\frac{1500(T_e - T_n)}{T_e T_n}\right) \quad \left[\frac{cm^6}{s}\right] \tag{3.23b}$$

Il tasso di consumo degli elettroni per questo meccanismo è dato da:

$$S_{att} = \nu_{att} \frac{\rho_e}{m_e} \tag{3.24}$$

Con frequenza di attaccamento:

$$\nu_{att} = k_{a1} n_{O2}^2 + k_{a2} n_{N2} n_{O2} \tag{3.25}$$

Un'altra reazione di attaccamento con produzioni di ioni negativi è la reazione di attaccamento dissociativo:

$$e^- + O_2 \longrightarrow O^- + O \tag{3.26}$$

Questo processo è attivato a energia simili ($T_e \approx 10eV$) alle reazioni di ionizzazione a valanga. La frequenza con cui questo attaccamento avviene, ν_{att2}, è ottenuta direttamente dai dati di *BOLSIG+*.
Gli elettroni possono anche, chiaramente, interagire con gli ioni positivi, dando luogo a una reazione di ricombinazione dissociativa:

$$e^- + N_2^+ \longrightarrow N + N \tag{3.27a}$$
$$e^- + O_2^+ \longrightarrow O + O \tag{3.27b}$$

Il consumo di elettroni per ricombinazione ione-elettrone è dato da:

$$S_{ie:rec} = \beta \frac{\rho_+ \rho_e}{m_+ m_e} \tag{3.28}$$

Con β pari a:

$$\beta = 2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{300}{T_e}} \qquad \left[\frac{cm^3}{s}\right] \tag{3.29}$$

La ricombinazione è possibile anche tra ioni positivi e negativi, con possibile presenza di un terzo corpo M:

$$A^- + B^+ \longrightarrow A + B \tag{3.30a}$$
$$A^- + B^+ + M \longrightarrow A + B + M \tag{3.30b}$$

dove A^- possono essere ioni negativi (O_2^-), B^+ ioni positivi (N_2^+, O_2^+) e M particelle neutre (N_2, O_2).

Il consumo di elettroni per ricombinazione ione positivo-ione negativo è dato da:

$$S_{ii:rec} = \beta_{ii} \frac{\rho_+ \rho_-}{m_+ m_-} \tag{3.31}$$

Con β_{ii} pari a:

$$\beta_{ii} = 2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{300}{T_n}} \cdot \left[1 + 10^{-18} n \left(\frac{300}{T_n}\right)^2\right] \qquad \left[\frac{cm^3}{s}\right] \tag{3.32}$$

dove n è la densità numerica totale di particelle neutre in $[cm^{-3}]$.
Infine, la collisione tra ioni negativi e particelle neutre può liberare elettroni, come nella reazione:

$$O_2^- + O_2 \longrightarrow 2O_2 + e^- \tag{3.33}$$

con tasso di avanzamento:

$$k_{dO2} = 8.6 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{6030}{T_n}\right)\left[1 - \exp\left(\frac{-1570}{T_n}\right)\right] \quad \left[\frac{cm^3}{s}\right] \tag{3.34}$$

La produzione di elettroni per distacco dagli ioni negativi è data da:

$$S_{det} = \nu_{det} \cdot \frac{\rho_-}{m_-} \tag{3.35}$$

Con ν_{det} frequenza di distacco pari a:

$$\nu_{det} = k_{dO2} n_{O2} \tag{3.36}$$

Modello chimico con solo azoto

In questa configurazione, che sarà utilizzata per semplicità in una prima simulazione, il modello chimico prende in considerazione solamente i processi di ionizzazione a valanga e di ricombinazione ione-elettrone, con presenza solamente di particelle neutre di azoto biatomico N_2 e monoatomico N, ioni positivi N_2^+ e elettroni.
I coefficienti di Townsend per l'azoto ad alti valori di E/p sono riportati, come già visto alla sezione 2.2.1 nell'equazione 2.2, dal lavoro di Sarikhani e Hariri in [24], derivati da un fit ai minimi quadrati di dati sperimentali presenti in [25]:

$$\alpha = 13.3 \cdot p \cdot \exp\left[-\frac{357}{E/p}\right] \quad \frac{1}{cm} \qquad 20 \leq \frac{E}{p} \leq 1000 \tag{3.37}$$

La curva 2.2 è rappresentata in figura 3.2:

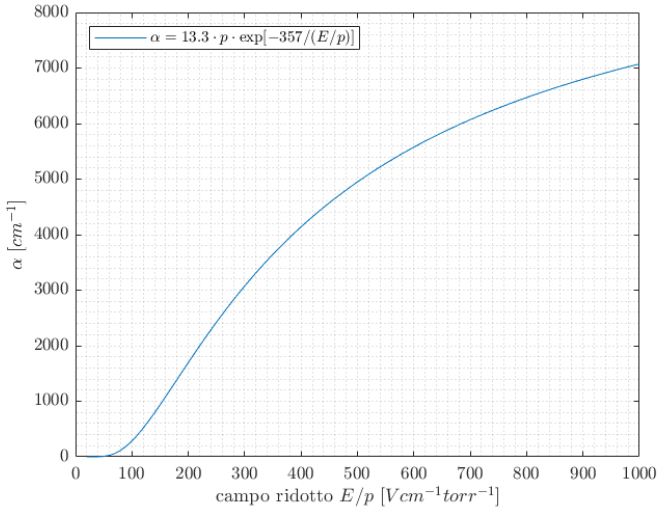


Figura 3.2: Coefficiente di Townsend secondo [24]

Le uniche reazioni presenti saranno quindi le reazioni 3.27a e 3.19a.

3.1.4 Condizioni al contorno

A parete, i termini di drift sono fisicamente molto più significativi dei termini puramente diffusivi, sia per gli elettroni sia per gli ioni. I gradienti di massa saranno quindi trascurati:

$$D_i \nabla \rho_i = 0, \qquad i = +, - ,e \tag{3.38}$$

I flussi diffusivi di particelle cariche a parete saranno quindi:

$$\mathbf{J}_{m+} = \mu_+ \rho_+ \mathbf{E}_{wall} \tag{3.39a}$$

$$\mathbf{J}_{m-} = -\mu_- \rho_- \mathbf{E}_{wall} \tag{3.39b}$$

$$\mathbf{J}_{me} = -\mu_e \rho_e \mathbf{E}_{wall} - D_e \rho_e \frac{\nabla T_e}{T_e} \tag{3.39c}$$

Si annullano inoltre il flusso di ioni positivi all'anodo e di ioni negativi al catodo:

$$(\mathbf{J}^w_{m+})_{anode} = 0 \tag{3.40a}$$

$$(\mathbf{J}^w_{m-})_{cathode} = 0 \tag{3.40b}$$

Inoltre, al catodo, e in generale sulle pareti catodiche, avviene il fenomeno di emissione secondaria di elettroni causata dagli ioni, che impattando sul catodo ne strappano degli elettroni. Questa emissione è descritta dell'equazione:

$$(\mathbf{J}^w_{me})_{cathode} = -(\gamma \mathbf{J}^w_{m+})_{cathode} \tag{3.41}$$

Dove γ è il coefficiente di emissione secondaria di elettroni ed è generalmente piccolo, tra $0.001 \div 0.1$ a seconda del tipo di pareti.
Infine, si impone gradiente nullo di particelle cariche sugli altri contorni del dominio, e si assume densità nulla di particelle cariche all'interno del dielettrico.

$$\nabla \rho_i = 0 \qquad i = +, - ,e \quad \text{altrove} \tag{3.42}$$

Le condizioni sul potenziale all'elettrodo sono determinate dal voltaggio imposto. All'interfaccia solido-gas, il potenziale elettrico è calcolato attraverso l'equazione seguente, derivata dalla formulazione locale del teorema di Gauss per il campo elettrico:

$$\mathbf{E}^w_{gas} - \varepsilon_r \mathbf{E}^w_{dielectric} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \tag{3.43}$$

dove σ è la densità di carica superficiale, non nulla solo sulla superficie del dielettrico e calcolabile integrando:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \left[\left(\mu_+ \frac{\rho_+}{m_+} + \mu_e \frac{\rho_e}{m_e} + \mu_- \frac{\rho_-}{m_-} \right) \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} + D_e \frac{\rho_e}{m_e} \frac{\nabla T_e}{T_e} \cdot \mathbf{n} \right]_{wall} \tag{3.44}$$

3.1.5 Riassunto equazioni di governo

Riassumendo, le equazioni di governo per il plasma completo sono:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{3.45a}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = \alpha ||\Gamma_e|| + \nu_{det} n_- - \beta n_+ n_e - (\nu_{att} + \nu_{att2}) n_e \tag{3.45b}$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_+ = \alpha ||\Gamma_e|| - \beta n_+ n_e - \beta_{ii} n_+ n_- \tag{3.45c}$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_- = (\nu_{att} + \nu_{att2}) n_e - \nu_{det} n_- - \beta_{ii} n_+ n_- \tag{3.45d}$$

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \epsilon_r \nabla \Phi = -\rho_c - \delta_S \cdot \sigma \tag{3.45e}$$

In cui δ_s è la funzione delta di Dirac non nulla solamente all'interfaccia della barriera gas-isolante. I flussi $\mathbf{\Gamma}_i$ e le densità numeriche n_i delle specie sono direttamente derivati dai flussi diffusivi e dalle densità:

$$\mathbf{\Gamma}_+ = \frac{\mathbf{J}_{m+}}{m_+} = -D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \mathbf{E} \tag{3.46a}$$

$$\mathbf{\Gamma}_- = \frac{\mathbf{J}_{m-}}{m_-} = -D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \mathbf{E} \tag{3.46b}$$

$$\mathbf{\Gamma_e} = \frac{\mathbf{J}_{me}}{M_e} = -D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \mathbf{E} - D_e n_e \frac{\nabla T_e}{T_e} \tag{3.46c}$$

e

$$n_i = \frac{\rho_i}{m_i}, \qquad i = +, - ,e,n \tag{3.47}$$

Mentre le equazioni di governo per il plasma monocomponente sono:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{3.48a}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = \alpha ||\Gamma_e|| - \beta n_+ n_e \tag{3.48b}$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_+ = \alpha ||\Gamma_e|| - \beta n_+ n_e \tag{3.48c}$$

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \varepsilon_r \nabla \Phi = -\rho_c - \delta_S \cdot \sigma \tag{3.48d}$$

La forza di Lorentz $\rho_c \mathbf{E}$ e il riscaldamento per effetto Joule $\mathbf{J_Q} \cdot \mathbf{E}$ sono calcolabili noto il campo elettrico e la densità di carica e il flusso di energia:

$$\rho_c = e(n_+ - n_e - n_-) \tag{3.49}$$

$$\mathbf{J_Q} = e(\mathbf{\Gamma}_+ - \mathbf{\Gamma_e} - \mathbf{\Gamma}_-) \tag{3.50}$$

dove e è la carica elettrica elementare pari a $1.6021917 \cdot 10^{-19} C$.

3.2 Documentazione *BOLSIG+*

Come specificato nella sezione precedente, per i dati di mobilità e coefficienti di diffusione degli elettroni nel plasma si utilizza il solutore dell'equazione di Boltzmann (eq. 3.16) *BOLSIG+*, disponibile gratuitamente al link `http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/`. Il funzionamento del software, e la teoria su cui si basa, sono descritte nel già citato articolo di Hagelaar e Pitchford [54]; di seguito se ne riporta un riassunto.

3.2.1 Assunzioni e approssimazioni

Di seguito si riassumono le principali approssimazioni compiute dal solutore.
L'equazione di Boltzmann per elettroni in un gas ionizzato è, come già riportato,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{q_e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \nabla_v f = \mathbf{C}[f]$$

Le principali ipotesi semplificative sono l'uniformità spaziale del campo elettrico e della probabilità di collisione, almeno nella scala del libero cammino medio collisionale, la simmetria nello spazio di velocità della distribuzione f, e la stazionarità del problema, con il campo elettrico e la distribuzione stazionari o oscillanti ad alte frequenze. La dipendenza dall'angolo θ, definito come angolo tra la velocità $\mathbf{v}$ e la direzione del campo elettrico, è risolta con la classica approssimazione a due termini, dividendo f in una parte isotropica f_0 e una perturbazione anisotropica f_1, negativa in quanto θ è definita rispetto alla direzione del campo:

$$f(v, \cos\theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t) \cos\theta \tag{3.51}$$

La sezione d'urto totale per il trasferimento di quantità di moto σ_m è definita come somma dei k possibili processi di collisione con le particelle del gas:

$$\sigma_m = \sum_k x_k \sigma_k \tag{3.52}$$

dove x_k è la frazione molare della specie bersaglio del processo di collisione. Per collisioni elastiche, σ_k è è la sezione d'urto effettiva di trasferimento di quantità di moto, tenendo conto di possibili anisotropie nello scattering elastico. Per collisioni anelastiche, σ_k è la sezione d'urto totale, assumendo che tutta la quantità di moto sia persa nella collisione.
Altre semplificazioni riguardano la crescita della densità degli elettroni, dovuta a processi di ionizzazione e ricombinazione. Sono considerati due casi: crescita temporale esponenziale senza dipendenza spaziale e crescita spaziale esponenziale senza dipendenza temporale:

- *Crescita temporale esponenziale senza dipendenza spaziale*: corrisponde al caso degli esperimenti "Pulsed Townsend" descritti in [55]. Il tasso di crescita temporale della densità numerica degli elettroni corrisponde alla frequenza di produzione netta $\overline{\nu}_i$:

  $$\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial t} = \overline{\nu}_i = N\gamma \int_0^\infty \left(\sum_{k=ionization} x_k \sigma_k - \sum_{k=attachment} x_k \sigma_k \right) \times \varepsilon F_0 d\varepsilon \tag{3.53}$$

  Questa è l'opzione di default del software.

- *Crescita spaziale esponenziale senza dipendenza temporale*: corrisponde al caso degli esperimenti "Steady State Townsend" sempre descritti in [55]. Mentre gli elettroni scorrono contro il campo elettrico, il loro flusso e la loro densità crescono esponenzialmente con un tasso di crescita costante identificato nel coefficiente di Townsend α, che è legato alla produzione di elettroni da:

$$\alpha \equiv -\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{\overline{\nu}_i}{w} \tag{3.54}$$

  con w velocità media. Il coefficiente α si ricava a partire dalla mobilità μ e dal coefficiente di diffusività D:

$$\alpha = \frac{1}{2D}(\mu E - \sqrt{(\mu E)^2 - 4D\overline{\nu}_i}) \tag{3.55}$$

  Questa opzione è tuttavia sensibile a problemi di convergenza numerica e non supporta la corrente alternata.

Sono anche disponibili modelli di espansione del gradiente di densità, sia con crescita temporale sia spaziale. Anche questi modelli tuttavia sembrano non sopportare la corrente alternata.
Per i campi oscillanti, espressi in notazione complessa come:

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} \tag{3.56}$$

Si può modificare l'approssimazione a due termini 3.51:

$$f(v, \cos\theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t)\cos\theta e^{i\omega t} \tag{3.57}$$

L'equazione 3.57 è ragionevole per frequenze nel range dei GHz e oltre, in cui la perdita di energia degli elettroni in un ciclo è abbastanza piccola.
Le collisioni andranno a contribuire al termine di collisione $\tilde{C}_0$ definito come somma dei contributi delle k diverse collisioni con particelle neutre e delle collisioni tra gli elettroni, indicate dal pedice e.

$$\tilde{C}_0 = \sum_k \tilde{C}_{0,k} + \tilde{C}_{0,e} \tag{3.58}$$

Le collisioni, nel dettaglio, sono:

- Collisioni elastiche: Il contributo delle collisioni elastiche è descritto da [56] ed è importante solamente per valori molto bassi di E/N;

- Eccitazione/de-eccitazione: Questi processi rimuovono e reinseriscono continuamente elettroni nella distribuzione di energia, come descritto da [57], e causano discreti aumenti e perdite di energia;

- Ionizzazione: L'effetto della ionizzazione dipende da come l'energia rimanente sia divisa dai due elettroni dopo la ionizzazione. Nel solutore, si può scegliere che l'energia sia divisa equamente, o che un elettrone la prenda tutta, sebbene [58] mostri come la divisione sia meno equa al crescere dell'energia rimanente;

- Ricombinazione: Questo processo rimuove elettroni dalla distribuzione di energia;

- Collisioni elettrone-elettrone: Assumendo una distribuzione isotropica di elettroni, il lavoro [59] dà i valori per il termine di collisione espresso come la divergenza del flusso di elettroni nello spazio di energia, con un termine di raffreddamento e di riscaldamento. Per una distribuzione maxwelliana i due termini si equivalgono e cancellano.

3.2.2 Coefficienti per le equazioni di fluido

Trasporto di elettroni

L'equazione di continuità per gli elettroni:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = S \tag{3.59}$$

dove S è il termine netto di sorgente di elettroni e il flusso di elettroni Γ è definito dall'equazione di drift-diffusion:

$$\Gamma = -\mu E n - \frac{\partial (Dn)}{\partial z} \tag{3.60}$$

dove la mobilità e il coefficiente di diffusione sono dati, moltiplicati per la densità numerica totale del gas N, da:

$$\mu N = -\frac{\gamma}{3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \tag{3.61}$$

$$DN = -\frac{\gamma}{3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m} F_0 d\varepsilon \tag{3.62}$$

dove $\gamma = (2e/m)^{1/2}$ è costante, ε è l'energia dell'elettrone in eV, e F_0 la distribuzione normalizzata di energia isentropica.

Trasporto di energia

L'equazione per l'energia è simile all'equazione di continuità 3.59:

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_\varepsilon}{\partial z} + E\Gamma = S_\varepsilon \tag{3.63}$$

dove la densità numerica di energia è ottenuta moltiplicando l'energia media $\overline{\varepsilon}$ per la densità numerica di elettroni n:

$$n_\varepsilon \equiv n\overline{\varepsilon} \tag{3.64}$$

e il flusso di energia è scrivibile in forma di drift-diffusion, similmente a quanto fatto per Γ:

$$\Gamma_\varepsilon = -\mu_\varepsilon E n_\varepsilon - \frac{\partial (D_\varepsilon n_\varepsilon)}{\partial z} \tag{3.65}$$

con la mobilità energetica e il coefficiente di diffusione energetica dati da

$$\mu_\varepsilon N = -\frac{\gamma}{3\overline{\varepsilon}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \tag{3.66}$$

$$D_\varepsilon N = -\frac{\gamma}{3\overline{\varepsilon}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{\tilde{\sigma}_m} F_0 d\varepsilon \tag{3.67}$$

Termini sorgente

Ci sono vari modi di definire i coefficienti per i termini sorgente. Il primo modo è definire coefficienti di velocità di reazione in unità di volume per tempo come:

$$k_k = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k F_0 d\varepsilon \tag{3.68}$$

da cui si può ottenere il tasso di reazione per il processo di collisione k moltiplicando per la densità di elettroni n e della specie bersaglio N:

$$R_k = k_k x_k N n \tag{3.69}$$

In alternativa si possono definire i coefficienti di Townsend α_k, in unità di lunghezza inversa, tali che

$$R_k = \alpha_k x_k |\Gamma| \tag{3.70}$$

Per i casi di crescita temporale e spaziale discusse precedentemente, questi coefficienti sono dati da:

$$\frac{\alpha_k}{N} = \frac{k_k \alpha}{\overline{\nu}_i} \tag{3.71}$$

e

$$\frac{\alpha_k}{N} = \frac{k_k}{\mu E} \tag{3.72}$$

Usando i coefficienti di Townsend, i tassi di reazione sono calcolati dal flusso di elettroni piuttosto che dalla loro densità. L'uso dei coefficienti di Townsend è raccomandato per modellare la regione del catodo in scariche a corrente continua, dove la poca aderenza alla realtà del modello drift-diffusion porta a errori significativi sulla densità degli elettroni ma meno significativi sul loro flusso. Modelli senza equazione di energia possono anche non avere una soluzione quando i coefficienti di velocità k_k sono usati nella regione del catodo.

Equazione per la quantità di moto ad alte frequenze

Alcuni modelli di scariche a HF usano un'equazione di quantità di moto degli elettroni della forma:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \overline{\nu}_{eff} w = -\phi \frac{e}{m} E \tag{3.73}$$

dove w è la velocità di deriva (drift) degli elettroni e $\overline{\nu}_{eff}$ la frequenza effettiva di collisione. In campi ad alte frequenze, la velocità di deriva vale

$$w = \gamma e^{i\omega t} \int_0^\infty \varepsilon F_1 d\varepsilon = -\frac{\gamma E}{3N} \int_0^\infty \varepsilon \frac{\tilde{\sigma}_m - iq}{\tilde{\sigma}_m^2 + q^2} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \equiv -(\mu_r + i\mu_i) E \tag{3.74}$$

definendo una mobilità complessa $\mu = \mu_r + i\mu_i$. Sostituendo nell'equazione per la quantità di moto, si ottiene che:

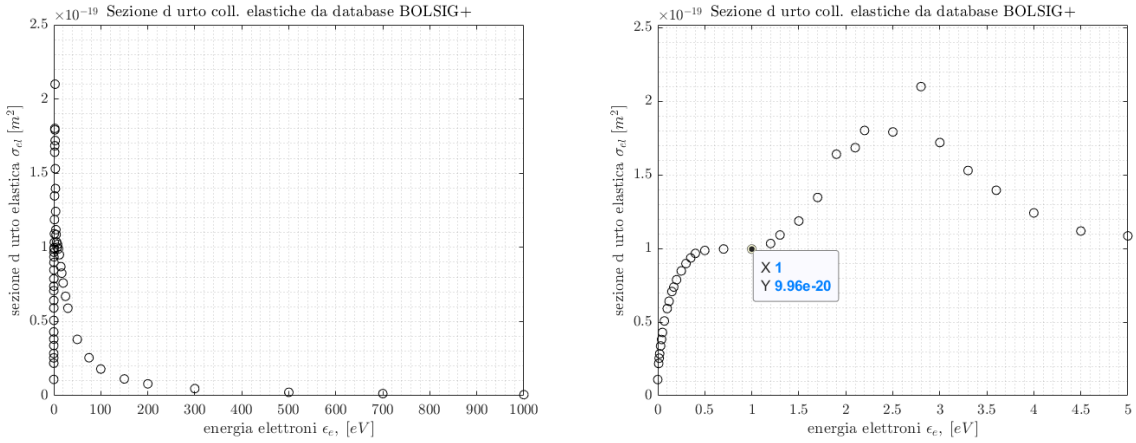
$$\begin{cases} \overline{\nu}_{eff} = -\dfrac{\mu_r}{\mu_i}\omega \\ \phi = -\dfrac{\mu_r^2 + \mu_i^2}{\mu_i} \dfrac{m_e \omega}{e} \end{cases} \tag{3.75}$$

Il fattore ϕ è uguale all'unità per una frequenza di trasferimento di quantità di moto costante. In un campo HF puramente armonico, l'equazione 3.73 non è molto utile per descrivere il moto degli elettroni, dato che la velocità di deriva può essere ottenuta dalla mobilità complessa (3.74).

3.2.3 Dati di input

Di seguito vengono descritti gli input dati al solutore per ottenere la soluzione. Gli input e gli output del programma sono descritti in dettaglio in [60], e sono disponibili a `http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/wp-content/uploads/2016/03/bolsigdoc0316.pdf`.

L'input principale di *BOLSIG+* sono i dati delle sezioni d'urto. Al momento del download, viene scaricato un file di testo chiamato `SigloDataBase-LXCat.txt` in cui sono inclusi i dati per azoto e ossigeno, quindi si farà riferimento a quello.
Per l'azoto N_2 sono note 25 collisioni: la prima di trasferimento elastico di quantità di moto, 23 di eccitazione, e un'ultima di ionizzazione $N_2 \longrightarrow N_2^+$. Per l'ossigeno O_2 sono date invece 17 collisioni: una di attaccamento mediante corpo terzo, una di attaccamento dissociativo, descritta dalla reazione 3.33, una di trasferimento elastico di quantità di moto, 13 di eccitazione e un'ultima di ionizzazione $O_2 \longrightarrow O_2^+$. Per ognuna di queste collisioni è data una breve descrizione, un valore energetico di soglia inferiore, e una tabulazione di sezione d'urto al variare dell'energia, che saranno poi interpolati linearmente tra dati consecutivi dal software.
Interessa in particolare, per la simulazione attraverso *STAR-CCM+*, la sezione d'urto per le collisioni elastiche. I valori letti per l'azoto nel database sono rappresentati in figura 3.3, con in particolare uno zoom in figura 3.3b della zona attorno all'energia di $1eV$, che sarà quella degli elettroni nella simulazione a corrente continua:

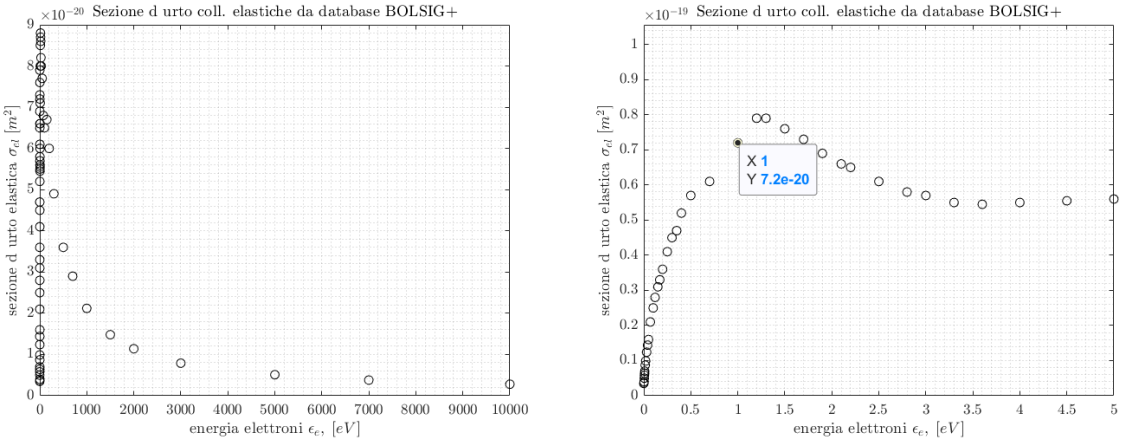


(a) Sez. d'urto lungo tutto il range di energie

(b) Sez. d'urto lungo attorno a $1eV$

Figura 3.3: Sezioni d'urto per collisioni elastiche con elettroni, N_2

Si osserva come nella zona attorno ad $1eV$ la sezione d'urto per queste collisioni sia all'incirca costante. Si può assumere per la prima simulazione che questo valore sia quindi pari alla sezione d'urto esatta per l'energia di $1eV$, cioè $\sigma_{el} = 9.96 \times 10^{-20} m^2$.
Un'operazione analoga è effettuata per l'ossigeno in figura 3.4:



(a) Sez. d'urto lungo tutto il range di energie

(b) Sez. d'urto lungo attorno a $1eV$

Figura 3.4: Sezioni d'urto per collisioni elastiche con elettroni, O_2

Tuttavia, come vedremo, nella simulazione con la miscela azoto/ossigeno la temperatura degli elettroni sarà variabile; si inserirà quindi una *field function* approssimante la sezione d'urto al variare della temperatura, e quindi dell'energia, degli elettroni, sia per l'azoto che per l'ossigeno.

3.3 User Guide *STAR-CCM+*

Il software che verrà utilizzato per le simulazioni è *Simcenter STAR-CCM+* nella versione 2019.3. Le seguenti informazioni sono tratte dal manuale utente di questa versione, riportato in bibliografia come [61].
I tipi di plasma simulabili in *STAR-CCM+* attualmente sono tre: *Cold, non thermal plasma*, *Arc plasma* e *Reacting flow plasma*.
Il *Cold, non thermal plasma* consiste di particelle debolmente ionizzate, con una densità di plasma abbastanza bassa da non influenzare significativamente le proprietà del gas. Questo tipo di plasma è in non-equilibrio termico locale (non-LTE), dato che la temperatura degli elettroni è più alta di quella del gas; tuttavia, data la piccola massa degli elettroni, la temperatura del gas neutro è presa come temperatura generale della miscela. Tuttavia, questi elettroni ad alta energia possono comunque attivare reazione chimiche collidendo con le particelle del gas, causandone la ionizzazione. Questo tipo di plasma è comunemente usato per simulare attuatori al plasma.
L'*Arc plasma* è plasma generato da un arco elettrico che ionizza le particelle di gas. È caratterizzato da energie e tassi di ionizzazioni molto alte, e non è adatto a modellare attuatori al plasma, bensì applicazioni industriali come le torce al plasma, i circuit breakers e i saldatori al plasma.
Il *Reacting flow plasma* ha temperature abbastanza basse in parte del sistema, o nel sistema intero, da prendere in considerazione reazioni di ionizzazione e eccitazione.
A causa della possibilità di simulare il plasma di interesse sia tramite il modello *Cold, non thermal plasma* sia tramite il modello *Reacting flow plasma*, e per il fatto che la descrizione del modello *Reacting flow plasma* si appoggia a quella del *Cold, non thermal plasma*, se ne riportano di seguito entrambe le descrizioni, attraverso le equazioni di governo del plasma e dei modelli richiesti da *STAR-CCM+* per simularlo.

3.3.1 Equazioni di governo *cold, non thermal plasma*

Il modello *Coupled Plasma Electron*, abilitato automaticamente per il plasma nel software, prevede di risolvere due equazioni di trasporto accoppiate, una per la densità numerica di elettroni n_e, e una per la densità di energia degli elettroni ϵ_e. La densità numerica è determinata dalla già citata equazione di drift-diffusion:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = S_e \tag{3.76}$$

dove il flusso di elettroni è dato da

$$\Gamma_e = -\mu_e E n_e - D_e \nabla n_e + v n_e \tag{3.77}$$

dove E è il campo elettrico, v è la velocità del gas, D_e la diffusività molecolare degli elettroni, e μ_e la loro mobilità.
Similmente, la densità di energia è descritta da:

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon = S_\epsilon \tag{3.78}$$

dove il flusso di energia è dato da

$$\Gamma_\epsilon = \frac{5}{3}\left(-\mu_e E \epsilon_e - D_e \nabla \epsilon_e + v \epsilon_e\right) \tag{3.79}$$

Si assume una funzione di distribuzione dell'energia degli elettroni (EEDF) maxwelliana, e la temperatura T_e degli elettroni è data da

$$T_e = \frac{2}{3}\frac{\epsilon_e}{k_B n_e} \tag{3.80}$$

In entrambe le equazioni di trasporto è presente una sorgente, S_e di densità di elettroni e S_ϵ di densità di energia degli elettroni. La sorgente di densità di elettroni è data interamente dall'utente:

$$S_e = S_{e,usr} = P_{e,usr} \tag{3.81}$$

dove $S_{e,usr}$ è il termine sorgente definito dall'utente di produzione/consumo di elettroni e $P_{e,usr}$ è un profilo sorgente definito dall'utente in cui gli elettroni si assumono freddi. Dato che gli elettroni sono aggiunti senza energia, si raffreddano, a meno che non sia aggiunta una sorgente di energia.
Il termine sorgente di densità di energia degli elettroni è dato da:

$$S_\epsilon = S_\Omega + S_{el} + S_{\epsilon,usr} \tag{3.82}$$

dove:

- S_Ω è il termine sorgente di riscaldamento Ohmico, dato da:

  $$S_\Omega = -q_e \Gamma_e \cdot E \tag{3.83}$$

  Questo termine tiene conto di un aumento di energia quando gli elettroni si muovono in direzione contrario a un campo elettrico, e di una perdita di energia quando si muovono nella direzione del campo elettrico;

- S_{el} è il termine di collisioni elastiche, che tiene in conto delle collisioni elastiche degli elettroni con altre specie di gas. Questo termine è dato da:

  $$S_{el} = \sum_\zeta -3\frac{M_e}{M_\zeta} k_B (T_e - T) K_{\zeta e} \tag{3.84}$$

  in cui ζ è il numero di gas della miscela, ognuno con massa molare pari a M_ζ. Il tasso di trasferimento di quantità di moto degli elettroni attraverso le collisioni $K_{\zeta e}$ è dato da

  $$K_{\zeta e} = \sigma_{\zeta e} n_\zeta n_e v_{th,e} \tag{3.85}$$

  dove:

  - $\sigma_{\zeta e}$ è la sezione d'urto effettiva di trasferimento di quantità di moto attraverso collisioni elastiche. Questa quantità è specificata dall'utente, ed è unica per ogni gas;
  - n_ζ è la densità numerica del gas principale;
  - $v_{th,e}$ è la velocità termica degli elettroni:

    $$v_{th,e} = \sqrt{\frac{8}{\pi}\frac{k_B T_e}{m_e}} \tag{3.86}$$

- $S_{\epsilon,usr}$ è il termine sorgente di energia definito dall'utente:

  $$S_{\epsilon,usr} = P_{e,usr} \tag{3.87}$$

3.3.2 Modello del *cold, non thermal plasma*

Per modellare questo tipo di plasma, si crea un *physics continuum* con i seguenti modelli:

Group Box	**Model**
Space	Indifferente
Time	Implicit Unsteady o Steady
Material	Gas o Multi-Component Gas
Reaction Regime	Non-Reacting
Optional Models	Plasma
→Enabled Models	Coupled Plasma Electron Model (selezionato automaticam.)
	Electromagnetism (selezionato automaticam.)
	Gradients (selezionato automaticam.)
	Electrostatci Potential (selezionato automaticam.)
Optional Models	Electrochemistry
→Enabled Models	Electrochemical Species (selezionato automaticam.)
Flow	Coupled Flow
→Enabled Models	Coupled Species(selezionato automaticam.)
	Coupled Energy (selezionato automaticam.)
Equation of State	Ideal Gas
Viscous Regime	Laminar

Tabella 3.1: Modelli da selezionare per modellare il cold, non thermal plasma

Tra le proprietà del modello *Coupled Plasma Electron* si sceglie come tipo di trasporto *Electrons<>Electric Potential*, che è la selezione appropriata per la maggior parte dei plasma, e si possono attivare o disattivare entrambi i gradienti secondari, interiori e di contorno, sulle facce della mesh.
La mobilità e la diffusività molecolare degli elettroni sono inserite come *field function* all'interno delle proprietà degli elettroni in questo modello. Queste funzioni sono quelle ricavate dalla soluzione dell'equazione di Boltzmann ottenuta con *BOLSIG+* alla sezione 4.1.1. Il peso molecolare e il numero di carica sono già definiti come costanti all'interno del software.
Al nodo *Gas* o *Multi-Component Gas* si inseriscono i gas neutri scelti. Si vedrà come nella simulazione a corrente continua, si simuli una miscela pura di N_2, mentre nella simulazione a corrente alternata, si simuli l'aria standard attraverso una miscela all'80% di N_2 e 20% di O_2. Entrambi questi gas sono già presenti nel database di *STAR-CCM+*. Di ogni gas è necessario specificare la sezione d'urto per le collisioni elastiche. Questi dati, come già illustrato in 3.2.3, sono presenti nel database di input di *BOLSIG+*. Nella simulazione a corrente continua, a causa dell'imposizione della costanza della temperatura degli elettroni, come si è visto in precedenza, si assume questo valore costante e pari a $\sigma_{el} = 9.96 \times 10^{-20} m^2$, mentre per la simulazione a corrente alternata, come detto, sarà opportuno inserire un'interpolazione di queste grandezze tramite *field function*. Le altre quantità fisiche, viscosità dinamica, peso molecolare, permittività, calore specifico e conducibilità termica, sono già presenti nel database di *STAR-CCM+*.
Per modellare gli ioni si usa il modello *Electrochemistry*, che seleziona automaticamente il modello *Electrochemical Species*. Gli ioni di interesse, cioè N_2^+ per la simulazione a cor-

rente continua e O_2^+, O_2^- e O^- per la simulazione a corrente alternata, non sono tuttavia presenti nel database di *STAR-CCM+*, e bisogna quindi crearli inserendone i dati in un database apposito o modificando degli ioni già presenti nel database, come ad esempio lo ione ossidrile OH^- o lo ione nitrato NO_3^-. Le proprietà da specificare per ogni specie ionica sono il numero di carica, la mobilità e la diffusività. Per queste ultime due quantità, si usano le equazioni 3.17 e 3.18 riportate nella sezione 3.1.2.
Nel nodo delle condizioni iniziali, oltre a quelle classiche come velocità, pressione e temperatura statica, si specificano la temperatura degli elettroni, che come detto è pari a $1eV$, e la densità numerica degli elettroni, che vale $1.0 \times 10^{11} m^{-3}$. Quest'ultimo valore è inferiore al range di valori appropriati suggerito dalla User Guide, che va da $10^{12} m^{-3}$ a $10^{16} m^{-3}$.
I profili di sorgenti $S_{\epsilon,usr}$ e $S_{e,usr}$ da utilizzare per completare i termini di sorgente di energia (eq. 3.82) e di elettroni (eq. 3.81) sono da specificare nelle *Physics Conditions* della regione associata al *continuum* plasma. Queste sorgenti possono essere attivate o meno. Per la sorgente di elettroni, $S_{e,usr}$ si creano delle *field functions* che implementino il modello chimico della tesi di Arpa, descritto nella sezione 3.1.3.
Le condizioni al contorno sono specificate nel ramo *Region > Boundaries > Physics conditions*. In particolare, bisogna determinare l'*Electron Number Density Specification* e l'*Electron Thermal Specification*. Per l'*Electron Number Density Specification* ci sono tre opzioni, illustrati in tabella 3.2:

Metodo	**Significato**
Impermeabile	Specifica che la parete è impermeabile agli elettroni. Condizione equivalente a un flusso nullo a parete.
Specified Flux	Calcola la densità numerica di elettroni con un flusso entrante o uscente di elettroni, specificato in un profilo scalare dall'utente.
Specified Value	Imposta la densità di elettroni a un profilo scalare specificato.

Tabella 3.2: Metodi di condizioni al contorno per la densità di elettroni

Nel caso si attivi il metodo *Specified Flux*, si attiva la possibilità di specificarne la derivata Γ_e' come profilo scalare nel nodo *Wall Electron Number Density Flux Derivative Option*.
Per l'*Electron Thermal Specification* ci sono due opzioni:

Metodo	**Significato**
Specified Electron Temp.	Imposta la temperatura degli elettroni a un profilo scalare T_e specificato.
Spec. Elect. Energy Flux	Imposta il flusso di energia degli elettroni Γ_ϵ come profilo scalare specificato. L'energia termica degli elettroni è calcolata attraverso il flusso di energia.

Tabella 3.3: Metodi di condizioni al contorno per la temperatura di elettroni

Analogamente a quanto visto per la densità numerica, specificare il flusso di energia ne permette di specificare la sua derivata Γ_ϵ' nel nodo *Wall Electron Energy Density Flux Derivative Option*.

3.3.3 Equazioni di governo *reacting flow plasma*

In questa modellazione, l'elettrone è trattato come una specie come le altre, per cui le equazioni di trasporto sono risolte similmente a quanto fatto per le specie neutre e ioniche nel plasma.
I tassi di reazioni sono calcolati dal modello *Complex Chemistry*. Per reazioni dipendenti dalla temperatura (identificate dall'acronimo TDEP nei database di input), per calcolare il tasso di reazione per le reazioni con impatto di elettroni, il modello *Complex Chemistry* usa la frazione massica Y_E dell'elettrone (indicato come E nei file di input) insieme alla temperatura degli elettroni, calcolata nuovamente da una distribuzione maxwelliana di energia, come indicato dall'equazione 3.80.
Nel modello *Complex Chemistry*, l'equazione per il trasporto di una generica specie i è definito come:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho Y_i + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j Y_i + F_{k,j}) = \omega_i \tag{3.88}$$

dove $F_{k,j}$ è la componente di flusso diffusivo e il termine sorgente ω_i è il tasso di produzione della specie i-esima.
L'integrazione dello stato chimico (frazioni massiche Y_i e temperatura T) è eseguita in due step:

- All'inizio di ogni timestep, lo stato chimico è integrato per ogni cella da uno stato $(Y_i,T,p)^n$ a quello successivo $(Y_i,T,p)^*$ tenendo in conto solo dei termini chimici di sorgente:

  $$Y_i^* = Y_i + \int_0^\tau r_k(\mathbf{Y},T,p)dt \tag{3.89}$$

  dove Y_i^* è la frazione di massa al termine di un'integrazione temporale su τ con un solver ODE stiff, $\mathbf{Y}$ è il vettore delle frazioni di massa, r_k è il tasso di reazione generico:

  $$r_k = k_f[A]^{\nu'_A}[B]^{\nu'_B}... - k_b[C]^{\nu''_C}[D]^{\nu''_D} \tag{3.90}$$

  dove i termini indicati dal singolo apice $'$ sono prodotti e quelli indicati dal doppio apice $''$ i reagenti. L'equazione 3.89 è risolta con un solutore ODE stiff; *STAR-CCM+* ha come scelte possibili *CVODE* e *DARS-CFD*.

- L'equazione di trasporto della specie i-esima è risolta con un termine sorgente ω_i dato da:

  $$\omega_i = \rho f\left(\frac{Y_i^* - Y_i}{\tau}\right) \tag{3.91}$$

  dove ρ è la densità, f è il moltiplicatore medio di tasso di reazione. Per simulazioni stazionarie, τ è preso come tempo di residenza nella cella, calcolato come la massa nella cella diviso per la portata massica nella cella stessa: $\tau = \frac{m}{\dot{m}}$, mentre per simulazioni instazionarie è specificato.

In particolare, la sorgente di elettroni ω_e è aggiunta all'equazione 3.76 di densità di elettroni del modello *Coupled Plasma*:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = S_e + \omega_e \tag{3.92}$$

Per reazioni di eccitazione (identificate dall'acronimo EXCI nei database di input), la perdita di energia dovuta alle razioni inelastiche di impatto di elettroni è data da:

$$Q_{loss}^{inel} = V \sum_{r=0}^{I_{ei}} \Delta H_r q_r \tag{3.93}$$

dove V è il volume, I_{ei} è il numero di reazioni di impatto di elettroni (di tipo TDEP), ΔH_r è la perdita di energia per collisione, fornita dal meccanismo Chemkin e indicata dall'acronimo EXCI, e q_r è il tasso di reazione. L'equazione di trasporto della densità di energia 3.78 è quindi modificata in:

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon = S_\epsilon - Q_{loss}^{inel} \tag{3.94}$$

3.3.4 Modello *reacting flow plasma*

Per modellare questo tipo di plasma, si crea un *physics continuum* con i seguenti modelli:

Group Box	**Model**
Space	Indifferente
Time	Implicit Unsteady o Steady
Material	Multi-Component Gas
Reaction Regime	Reacting
Reacting Flow Models	Reacting Species Transport
Reacting Species Models	Complex Chemistry
Turbulence Chemistry Interaction	Laminar Flame Concept
Flow	Indifferente
Equation of State	Indifferente
Viscous Regime	Laminar
Optional Models	Plasma
→Enabled Models	Coupled Plasma Electron Model (selezionato automaticam.)
	Electromagnetism (selezionato automaticam.)
	Gradients (selezionato automaticam.)
	Electrostatci Potential (selezionato automaticam.)

Tabella 3.4: Modelli da selezionare per modellare il reacting flow plasma

In particolare, il modello *Complex Chemistry* richiede due file di input, il *Fluid Chemistry Reaction File* e il *Fluid Thermodynamic Properties File*. Questi due file sono da dare nel formato *Chemkin*. *Chemkin* è un software commerciale, di prorpietà di *ANSYS*, per la risoluzione di problemi di cinetica chimica, il cui funzionamento è descritto in [62], manuale disponibile all'url `https://www3.nd.edu/~powers/ame.60636/chemkin2000.pdf`. Il file *Fluid Chemistry Reaction File*, da qui `reaction.dat`, contiene informazioni sulle specie presenti e sulle reazioni che le coinvolgono. In particolare, per ogni reazione, bisogna specificare tre parametri dell'equazione di Arrhenius:

$$k_{fi} = A_i T^{\beta_i} \exp\left[\frac{-E_i}{R_c T}\right] \tag{3.95}$$

cioè il fattore pre-esponenziale A_i, l'esponente di temperatura β_i e l'energia di attivazione E_i. Alcuni coefficienti sono ricavati da [63].
Inoltre, di ogni singola reazione si può specificare il tipo. I tipi correntemente supportati da *STAR-CCM+* sono i seguenti:

- TDEP: reazione dipendente dalla temperatura. Si può specificare la specie dalla quale temperatura la reazione sia dipendente. Ad esempio, TDEP/E/ significa che la reazione dipende dalla temperatura degli elettroni T_e;
- EXCI: reazione di eccitazione;
- BOHM: Correzione di velocità di Bohm;
- STICK: reazione con coefficienti di adesione:
- DUP: permette diverse scritture della stessa reazione, con tassi di reazione differenti.

In particolare, saranno di interesse soltanto i primi due tipi, TDEP e EXCI.
Il file *Fluid Thermodynamic Properties File*, da qui `therm.dat`, invece raccoglie informazioni termodinamiche sulle specie chimiche in questione. In particolare, sono inclusi i 7 coefficienti di interpolazione dei polinomi per il coefficiente di calore specifico c_p/R, entalpia H^0/RT e entropia S^0/R, modificando leggermente la formulazione del programma *Chemical Equilibrium* della NASA, esposta in [64]:

$$\frac{c_p}{R} = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4^3 + a_5 T^4 \tag{3.96a}$$

$$\frac{H^0}{RT} = a_1 + \frac{a_2}{2} T + \frac{a_3}{3} T^2 + \frac{a_4}{4} T^3 + \frac{a_5}{5} T^4 + \frac{a_6}{T} \tag{3.96b}$$

$$\frac{S^0}{RT} = a_1 \ln T + a_2 T + \frac{a_3}{2} T^2 + \frac{a_4}{3} T^3 + \frac{a_5}{4} T^4 + a_7 \tag{3.96c}$$

Un database molto approfondito è presente sul sito del professor Burcat, giù autore di [65], agli indirizzi `https://burcat.technion.ac.il/dir/` e `http://garfield.chem.elte.hu/Burcat/burcat.html`. I coefficienti della formulazione originaria della NASA sono riportati in [66]. Da questo database, si sono estratti i valori che interessano, ovvero per le specie N_2, N_2^+, N e E (gli elettroni) per la simulazione a corrente continua in puro azoto e anche le specie O_2, O_2^+, O_2^-, O e O^- per la simulazione a corrente alternata in aria. Le indicazioni per la sintassi di questi due file sono descritte in [67] e nella guida utente a *STAR-CCM+* [61].
I dati per i 7 coefficienti polinomiali sono riportati per due intervalli di temperatura congiunti; nel database a disposizione, questi intervalli sono $200K \leq T \leq 1000K$ e $1000K \leq T \leq 6000K$.
I file di input per le due simulazioni saranno descritti nelle rispettive sezioni.
In questo modello, il plasma è visto come una miscela di particelle neutre e cariche. Si tratta quindi di un *Multi-Component Gas*. Questo nodo si popola automaticamente con i dati del file `therm.dat`.
Le condizioni iniziali da specificare sono la densità numerica iniziale di elettroni, nuovamente suggerita tra 10^{12} e $10^{16} m^{-3}$, e la temperatura degli elettroni, suggerita tra $1000\,K$ e $20000\,K$. Si ricorda che le condizioni iniziali del caso in esame sono $n_{e0} = 10^{-11} m^{-3}$ e

$T_{e0} = 11560K = 1eV$. Analogamente a quanto visto per il *cold, non thermal plasma*, si possono specificare i termini di sorgente di densità numerica e di energia degli elettroni, che andranno a completare le sorgenti S_e e S_ε nelle equazioni 3.94 e 3.92.
Le condizioni al contorno di *Electron Number Density Specification* e *Electron Thermal Specification* sono analoghe al modello *cold, non thermal plasma*. Le descrizioni delle opzioni possibili sono riportate in tabella 3.2 e 3.3.

Capitolo 4

Simulazioni

Per mancanza di tempo, non è stato possibile riprodurre entrambe le simulazioni compiute da Rocco Arpa. Per iniziare a costruire il modello, per semplicità, si è scelto di partire dalla simulazione in corrente continua in una miscela di puro azoto. Di seguito si riportano i risultati ottenuti, sebbene non si sia raggiunta la completa riproduzione di tutti i fenomeni.

4.1 Miscela di puro azoto; corrente continua

Il primo caso della tesi di Arpa è una simulazione in una miscela molecolare di puro idrogeno. Le specie chimiche sono solo particelle neutre di azoto biatomico N_2 e monoatomico N, lo ione positivo N_2^+ e gli elettroni; mancano quindi ioni negativi.
Il modello chimico prende in considerazione solamente la ionizzazione a valanga 4.1a e la ricombinazione ione-elettrone 4.1b:

$$N_2 + e^- \longrightarrow N_2^+ + e^- + e^- \tag{4.1a}$$
$$N_2^+ + e^- \longrightarrow N + N \tag{4.1b}$$

L'anodo è esposto e alimentato da una differenza di potenziale $\Delta V = 1.2kV$, mentre il catodo è messo a terra ($0V$) e non esposto al fluido. I due elettrodi sono separati da un dielettrico con permettività relativa $\epsilon_r = 10$. Le condizioni iniziali del fluido sono:

$$\begin{cases} p = p_{amb} = 1atm = 760torr; \\ T_e = 11560K = 1eV \\ T_{ioni} = 350K; \\ n_{+,0} = 10^{11}m^{-3}; \\ n_{e,0} = 10^{11}m^{-3}; \end{cases}$$

Il coefficiente di emissione secondaria è pari a $\gamma = 0.05$ sia per l'elettrodo esposto sia per la barriera dielettrica.

4.1.1 Dati di *BOLSIG+*

Si esegue una simulazione su *BOLSIG+* per ottenere i dati di mobilità e coefficiente di diffusione degli elettroni alle condizioni descritte precedentemente. La concentrazione di

particelle neutre N, utile per calcolare il campo elettrico ridotto E/N, è ricavata a partire dall'equazione di stato per i gas perfetti, scritta per la densità numerica N:

$$p = N\frac{R_0}{N_A}T = Nk_BT \tag{4.2}$$

con $R_0 = 8.314J/(mol \cdot K)$ la costante universale dei gas, $N_A = 6{,}02214076 \times 10^{23}$ il numero di Avogadro, e $k_B = 1.380649 \times 10^{-23}JK^{-1}$ la costante di Boltzmann. Si ottiene così $N = 2.0968 \times 10^{25}/m^3$, assumendo la temperatura dell'ambiente pari a quella degli ioni.
Al fine di catturare la zona di campo ridotto di interesse, rifacendosi alla tesi di Arpa, il calcolo viene condotto per E/N che varia da $10^{-4}\ Td$ a $10^4\ Td$; a causa della limitazione a un massimo di 100 punti per calcolo di *BOLSIG+*, sono stati uniti 6 calcoli successivi per non avere una densità troppo bassa di punti in un range così elevato di campo elettrico. Ogni calcolo viene condotto, su 100 punti equidistanti; i valori di frontiera tra i calcoli sono: $10^{-4}\,Td \rightarrow 0.1\,Td \rightarrow 1\,Td \rightarrow 100\,Td \rightarrow 1000\,Td \rightarrow 5000\,Td \rightarrow 10000\,Td$.
Le collisioni superelastiche, che sono il processo inverso delle collisioni di eccitazione, vengono ignorate. Questo non dovrebbe comportare errori rilevanti per campi ridotti maggiori di qualche Td. Le collisioni elettrone-elettrone vengono incluse, sebbene siano importanti solamente a bassi E/N. Il grado di ionizzazione (*ionization degree*) è definito come rapporto tra la densità numerica di elettroni e quella delle particelle neutre. Avendo $n_{e,0} = 10^{11}m^{-3}$ e $N = 2.0968 \times 10^{25}/m^3$, si ottiene $I_0 = 4.7691 \times 10^{-15}$. Il parametro *plasma density* è definito come la densità numerica degli elettroni nel plasma, ed è posta pari a $n_{e,0} = 10^{-11}m^{-3}$. Il parametro *Ion charge parameter* è una variabile booleana che può negare le collisioni elettrone-elettrone o elettrone-ione, o mantenerle entrambe se lo si pone $Z = 1$, come sarà la scelta per questo calcolo. Il parametro *Ion/neutral mass ratio* è posto anch'esso pari a 1, ponendo la massa degli ioni N_2^+ uguale a quella delle particelle neutre N_2; anche considerando la perdita di un elettrone come significativa, questo parametro varrebbe 0.999980417232144 e quindi per semplicità è posto pari a 1. Il modello di crescita di elettroni è impostato come *Temporal growth(PT)*.
I risultati di mobilità μ e coefficiente di diffusione D sono rappresentati in figura 4.1:

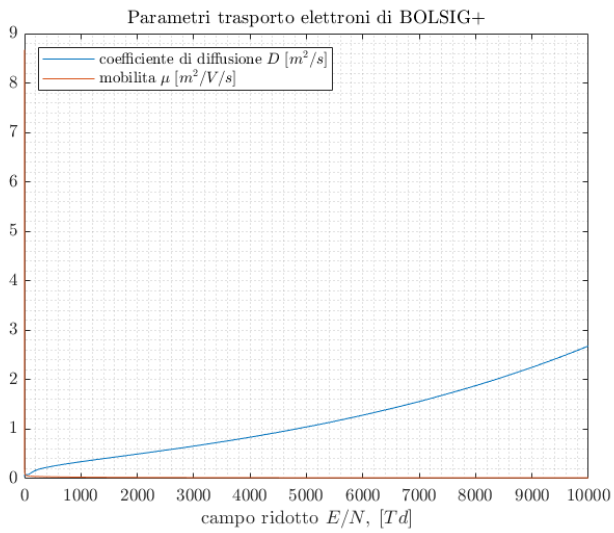


Figura 4.1: Valori di mobilità e coefficiente di diffusione calcolati da *BOLSIG+*

I risultati di *BOLSIG+* sono dati moltiplicati per la densità numerica N, ma il grafico che si ottiene conserva questa forma. Tuttavia, a causa dello schiacciamento di μ verso l'asse y, la visualizzazione risulta migliore in assi logaritmici:

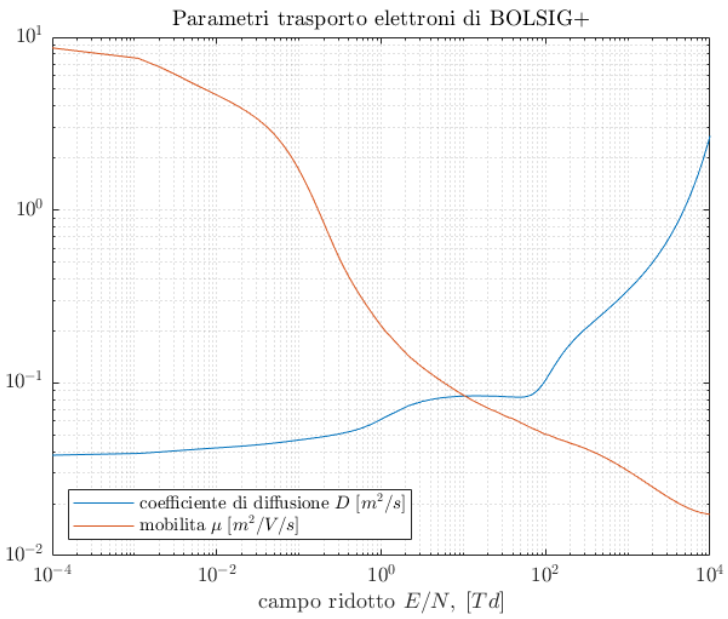


Figura 4.2: Valori di mobilità e coefficiente di diffusione calcolati da *BOLSIG+*, assi logaritmici

Si vuole interpolare questi risultati per inserirli come *field function* all'interno del software *STAR-CCM+*. La forma e soprattutto l'ampio range di E/N considerato rendono complicata questa operazione. Per il coefficiente di diffusione si usa un'interpolazione polinomiale di nono grado ("*poly9*" nella sintassi della funzione *fit* di *MATLAB*), dalla forma:

$$p_1 \cdot x^9 + p_2 \cdot x^8 + p_3 \cdot x^7 + p_4 \cdot x^6 + p_5 \cdot x^5 + p_6 \cdot x^4 + p_7 \cdot x^3 + p_8 \cdot x^2 + p_9 \cdot x + p_{10}; \quad x = E/N \quad (4.3)$$

con i seguenti coefficienti del polinomio:

$$\begin{cases} p_1 = 6.943 \times 10^{-34} \\ p_2 = -3.294 \times 10^{-29} \\ p_3 = 6.607 \times 10^{-25} \\ p_4 = -7.289 \times 10^{-21} \\ p_5 = 4.824 \times 10^{-17} \\ p_6 = -1.962 \times 10^{-13} \\ p_7 = 4.84 \times 10^{-10} \\ p_8 = -6.843 \times 10^{-7} \\ p_9 = 0.0006463 \\ p_{10} = 0.05189 \end{cases}$$

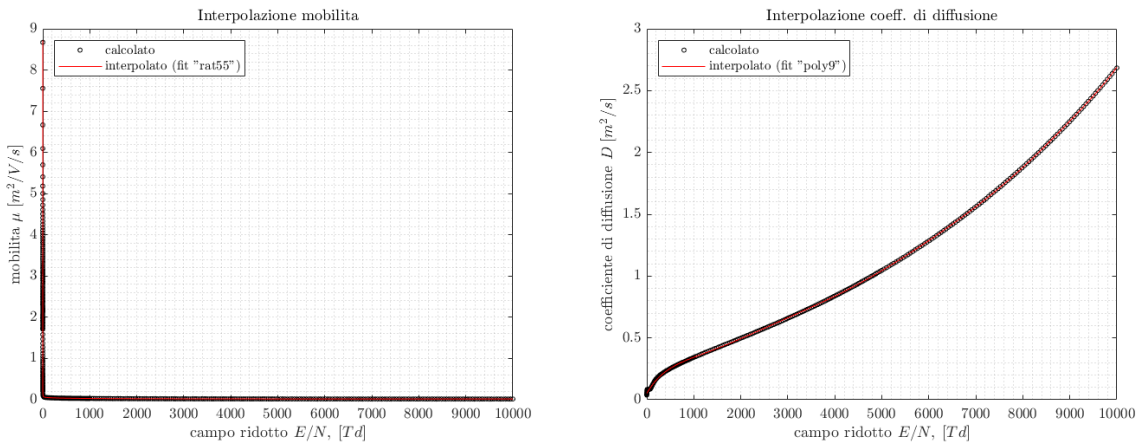
Per la mobilità, la forma schiacciata sull'asse y richiede un modello più complesso: si sceglie una funzione polinomiale razionale, con un polinomio di quinto grado al numeratore e uno di quinto grado al denominatore. Questa interpolazione, nota come "*rat55*" nella sintassi della funzione *fit* di *MATLAB*, ha la forma:

$$\frac{p_1 \cdot x^5 + p_2 \cdot x^4 + p_3 \cdot x^3 + p_4 \cdot x^2 + p_5 \cdot x + p_6}{x^5 + q_1 \cdot x^4 + q_2 \cdot x^3 + q_3 \cdot x^2 + q_4 \cdot x + q_5}; \qquad x = E/N \tag{4.4}$$

con i seguenti coefficienti:

$$\begin{cases} p_1 = 0.01495 \\ p_2 = 34.71 \\ p_3 = 314.4 \\ p_4 = 70.5 \\ p_5 = 50.62 \\ p_6 = 0.3494 \end{cases} \qquad \begin{cases} q_1 = 641.5 \\ q_2 = 1421 \\ q_3 = 88.17 \\ q_4 = 13.69 \\ q_5 = 0.03928 \end{cases}$$

Le funzioni interpolanti sovrapposti ai dati ricavati da *BOLSIG+* sono visualizzati in figura 4.3:



(a) Mobilità

(b) Coefficiente di diffusione

Figura 4.3: Interpolazione coefficienti trasporto di elettroni

In particolare, sempre per la forma del grafico della mobilità, è preferibile una visualizzazione in assi logaritmici:

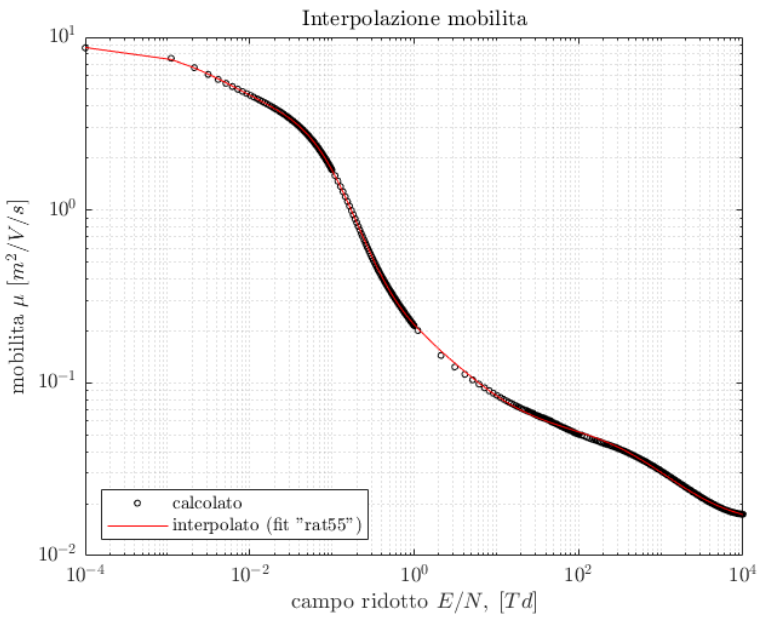


Figura 4.4: Interpolazione mobilità elettroni, assi logaritmici

Per calcolare il coefficiente di diffusione è anche disponibile la relazione di Einstein, come riportata nell'articolo [54]:

$$D = \frac{2}{3}\mu\overline{\varepsilon} \tag{4.5}$$

dove $\overline{\varepsilon}$ l'energia media degli elettroni, anche essa risultato di output del calcolo. Questa equazione è sostanzialmente analoga all'equazione 3.18. Confrontando in figura 4.5 il coefficiente di diffusione calcolato direttamente da *BOLSIG+* e quello ricavato attraverso questa relazione, sempre in assi logaritmici, si osserva come questa approssimazione non sia soddisfacente per il caso in questione e si userà quindi la funzione interpolata dai dati calcolati da *BOLSIG+*.

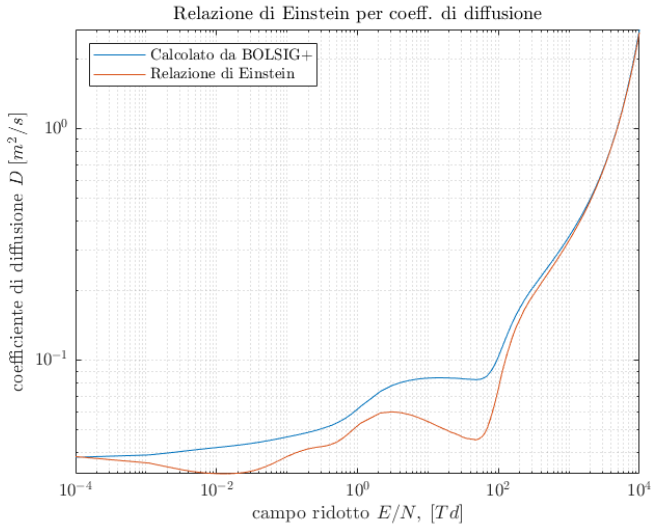


Figura 4.5: Confronto relazione di Einstein e calcolo esatto per il coefficiente di diffusione, assi logaritmici

4.1.2 Dati di *CHEMKIN*

I dati di input per il modello *Complex Chemistry* sono da fornire nel formato del software *CHEMKIN*, come descritto nella sezione 3.3.4. Il file `chemdataDC.dat_prova` è il*Fluid Chemistry Reaction File*, e l file `THERMN2.dat` è il*Fluid Thermodynamic Properties File*; i due file sono riportati di seguito:

```
!-----------------------------------------------------------------------
!                        'chem_data_DC.dat'
!   simulazione puro N con solo ionizzazione e ricombinazione
!-----------------------------------------------------------------------
ELEMENTS
  N E
END
!-----------------------------------------------------------------------
SPECIES
N2 N2+ N E
END
!-----------------------------------------------------------------------
                                    A          beta          E_a
!-----------------------------------------------------------------------
REACTIONS
 E + N2 => N2+ + 2E        0.0000E-04   -0.0000E-01   0.0000E+05
TDEP/E/ !ionization
 N2+ + E => 2N             3.4641E-04   -5.0000E-01   0.0000E+05
TDEP/E/ !recomb-dissoc
END
```

Figura 4.6: File `chemdataDC.dat`

```
N2 REF ELEMENT    G 8/02N  2.   0.   0.   0.G   200.000  6000.000 1000.        1
 2.95257637E+00 1.39690040E-03-4.92631603E-07 7.86010195E-11-4.60755204E-15    2
-9.23948688E+02 5.87188762E+00 3.53100528E+00-1.23660988E-04-5.02999433E-07    3
 2.43530612E-09-1.40881235E-12-1.04697628E+03 2.96747038E+00 0.00000000E+00    4
N2+               tpis89N  2.E -1.   0.   0.G   298.150  6000.000 1000.        1
 3.58661363E+00 2.53071949E-04 1.84778214E-07-4.55257223E-11 3.26818029E-15    2
 1.80390994E+05 3.09584143E+00 3.77540711E+00-2.06459157E-03 4.75752301E-06    3
-3.15664228E-09 6.70509973E-13 1.80481115E+05 2.69322178E+00 1.81551099E+05    4
N                 L 6/88N   1    0    0    0G   200.000  6000.000 1000.        1
 0.24159429E+01 0.17489065E-03-0.11902369E-06 0.30226244E-10-0.20360983E-14    2
 0.56133775E+05 0.46496095E+01 0.25000000E+01 0.00000000E+00 0.00000000E+00    3
 0.00000000E+00 0.00000000E+00 0.56104638E+05 0.41939088E+01 0.56850013E+05    4
E  electron gas   g12/98E  1.   0.   0.   0.G   298.150  6000.000 1000.        1
 2.50000000E+00 0.00000000E+00 0.00000000E+00 0.00000000E+00 0.00000000E+00    2
-7.45375000E+02-1.17208122E+01 2.50000000E+00 0.00000000E+00 0.00000000E+00    3
 0.00000000E+00 0.00000000E+00-7.45375000E+02-1.17208122E+01 0.00000000E+00    4
```

Figura 4.7: File `thermN2.dat`

4.1.3 Simulazione *STAR-CCM+*

Setup simulazione

Si implementa la struttura del dominio riportata nella tesi di Arpa [1] e visualizzata in figura 4.8:

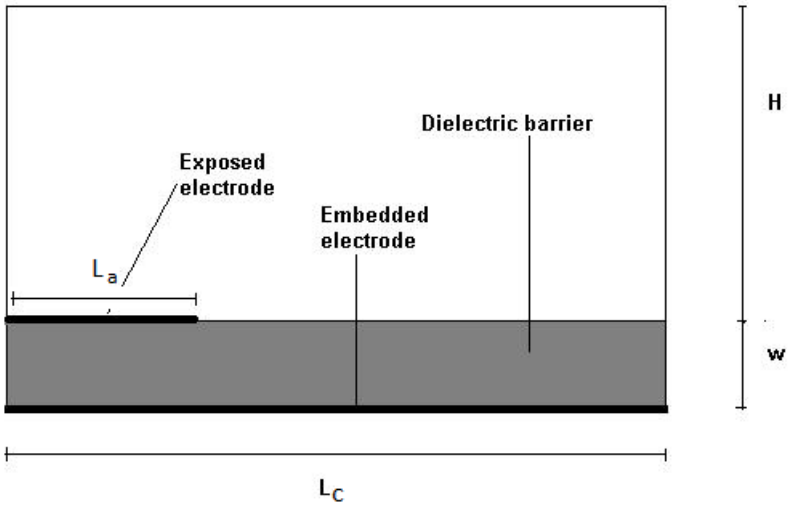


Figura 4.8: Dominio di simulazione

Dove le misure riportate valgono: $L_c = 0.4mm$, $W = 0.05mm$, $L_a = 0.1mm$, $H = 0.1mm$. Si sceglie una mesh di tipo *directed mesh*. Il dominio è diviso in due regioni: *dielectric barrier* per il dielettrico, e *plasma domain* per il plasma. Gli elettrodi, vista la loro dimensione infinitesima, non sono modellati ma inseriti come condizioni al contorno nel dielettrico.
Il numero di divisioni della mesh è di 100 lungo ogni lato del dominio contenente il plasma, 100 sul lato lungo del dielettrico, e 50 sui due lati corti. Le divisioni sono di lunghezza omogenea per ogni lato. Una visualizzazione della mesh è presentata in figura 4.9, in cui in rosso si nota la regione *dielectric barrier* e in grigio quella *plasma domain*:

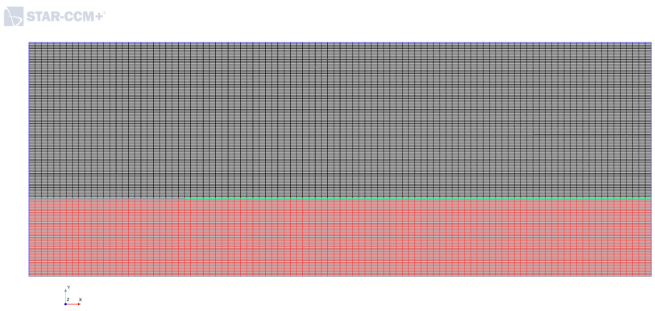


Figura 4.9: *Directed mesh*

La simulazione è condotta in due dimensioni, con uno schema temporale instazionario implicito del primo ordine.
Si sceglie di utilizzare il modello *reacting flow plasma*. Il dominio è diviso in due continuum fisici, *Dielectric* per modellare il dielettrico a separare i due elettrodi e *Plasma RF* per il plasma. Per la modellazione del dielettrico, è sufficiente scegliere i seguenti modelli:

- *Electromagnetism*;
- *Electrostatic Potential*;
- *Gradients*;
- *Solid*.

Al nodo *Solid* si seleziona il materiale dielettrico. Siccome nella tesi di Arpa il materiale non è specificato, si sceglie un generico vetro (*glass*), e si impone la permittività dielettrica ϵ_r pari a $10 \cdot \epsilon_0$, con $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} F/m$ costante dielettrica del vuoto.
Per il plasma, si scelgono invece i modelli raccomandati nella sezione 3.3.4:

- *Complex Chemistry*;
- *Coupled Energy*;
- *Coupled Flow*;
- *Coupled Plasma Electron*;
- *Coupled Species*;
- *Electromagnetism*;
- *Electrostatic Potential*;
- *Gradients*;
- *Ideal Gas*;
- *Laminar*;
- *Laminar Flame Concept*;
- *Multi-Component Gas*;
- *Plasma*;
- *Reacting*;
- *Reacing Species Transport*.

Al nodo *Complex Chemistry* si specifica il solutore ODE stiff per risolvere l'equazione 3.89, in questo caso si sceglie il solutore *CVODE*. Al nodo *Coupled Plasma Electron*, come riportato alla sezione 3.3.2, si sceglie come tipo di trasporto *Electrons<>Electric Potential*, mentre i gradienti secondari, per stabilità, vengono disattivati.
Il gas multicomponente è quindi composto dalle 4 specie chimiche del modello descritto nella sezione 3.1.3: le particelle neutre N_2 e N, lo ione N_2^+ e gli elettroni e^-. Per ogni specie chimica si specificano i valori di mobilità μ, coefficiente di diffusione D e coefficiente di calore specifico c_p/R. Per gli ioni, come detto, la mobilità è ricavata dall'equazione 3.17, il coefficiente di diffusione dalla relazione di Einstein (eq. 3.18), mentre per gli elettroni questi dati sono ricavati e interpolati da *BOLSIG+* come descritto in sezione 4.1.1. Per tutte le specie chimiche, il coefficiente di calore specifico è letto dal file `thermN2.dat`, riportato in figura 4.7. Il nodo *Reacting* invece contiene le due reazioni descritte dalle formule 4.1, ed è popolato automaticamente leggendo il file `chemdataDC.dat`, riportato in figura 4.6. Le condizioni iniziali sono quelle riportate all'inizio della sezione.
Si impongono poi le condizioni di alimentazione degli elettrodi: quello incapsulato, chiamato *electrode bottom* nel dominio del dielettrico, viene messo a terra, quindi con potenziale nullo, mentre quello esposto, chiamato *electrode top*, viene sottoposto a un potenziale variabile. In particolare, la condizione di potenziale è da imporre anche sulla faccia *electrode* del dominio di plasma per garantire il corretto passaggio del potenziale sia nel

dielettrico sia nel plasma.
Sugli altri estremi del dominio, la condizione al controrno importa è di simmetria. Al nodo *Regions -> Body: plasma domain -> Physics Values -> Electron Source* e *Species Source* vengono inserite tramite *field function* i termini sorgente di elettroni e ioni, che in questo caso coincidono. Questi termini, che rappresentano solamente la ionizzazione a valanga di Townsend e la ricombinazione ione-elettrone, corrispondono a quelli descritti nella sezione 3.1.3. Inoltre, sempre tramite *field function*, vengono implementate le condizioni al contorno di flussi a parete e emissione secondaria descritte alla sezione 3.1.4.
La simulazione è condotta, come detto, con uno schema temporale instazionario implicito (*Implicit Unsteady*) del primo ordine; il *timestep*, concordemente a quanto fatto da Arpa, è impostato a $50\,ps$ ($1\,ps = 10^{-12}s$). Il numero di Courant è impostato a $CFL = 2.0$; i fattori di sotto-rilassamento w, che indicano quanto della soluzione X precedente è conservata all'iterazione seguente secondo la seguente formula:

$$X_i^{new,\,used} = X_i^{old} + w(X_i^{new,\,predict} - X_i^{old}) \tag{4.6}$$

valgono $w = 1$, quindi assenza di sotto-rilassamento, per il solutore del potenziale elettrico, e $w = 0.9$ per il solutore *Coupled Plasma Electron*, per migliorarne la stabilità.

Risultati $-1200V$

Si esegue una prima simulazione imponendo un voltaggio negativo per stimolare il moto degli elettroni nel plasma. Dato che nel riferimento [1] il voltaggio imposto era di $1200V$, si esegue una semplice inversione di polarità, ponendo l'elettrodo esposto quindi a $-1200V$. Il campo di potenziale ottenuto è il seguente:

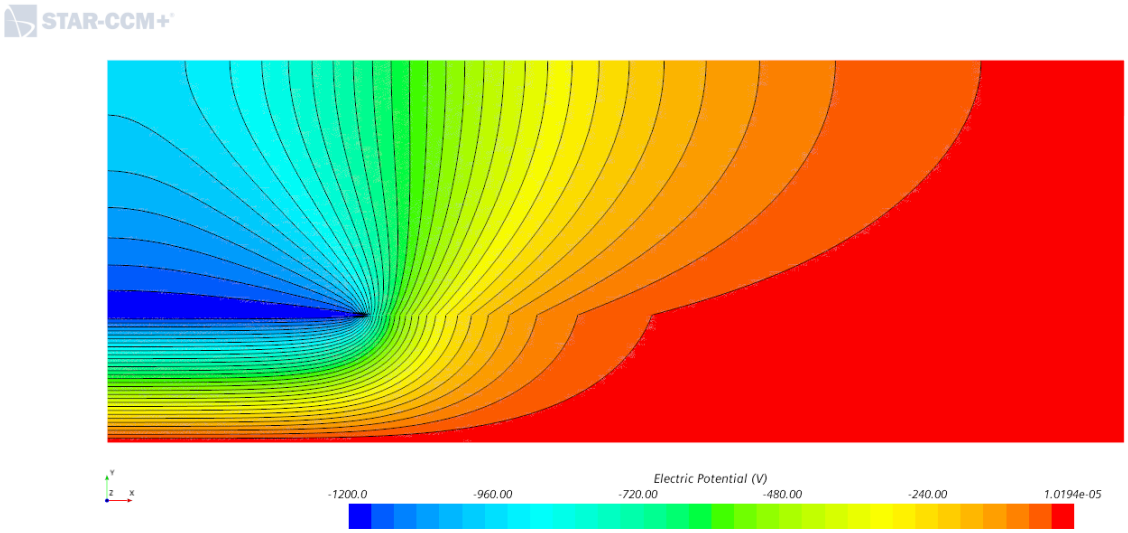


Figura 4.10: Campo di potenziale elettrico, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

Il potenziale si stabilizza praticamente istantaneamente, già alla prima iterazione. Il modulo del campo elettrico associato, in Td, è presentato in figura 4.11:

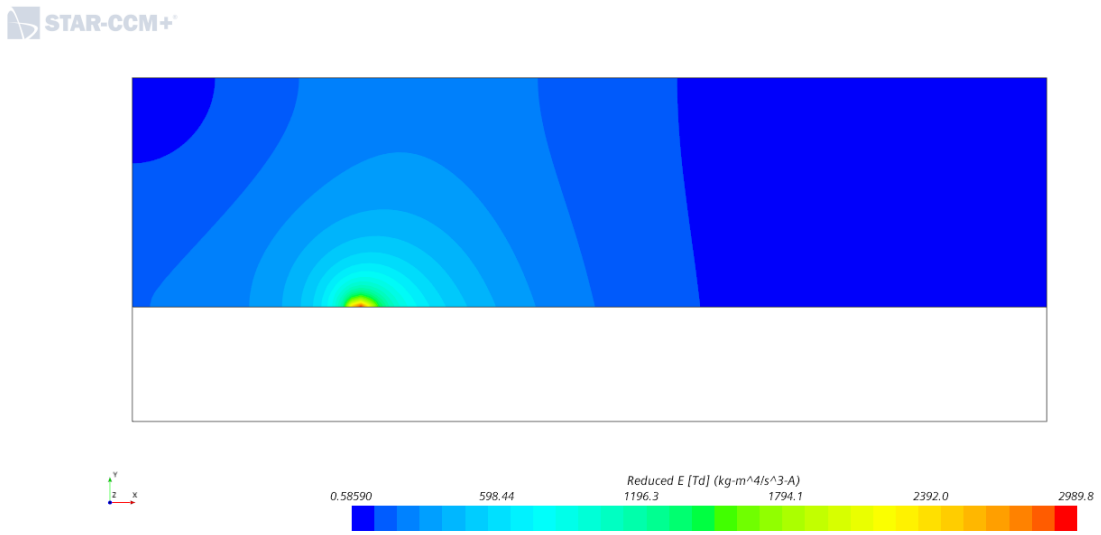


Figura 4.11: Campo elettrico in Td, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

La mobilità e il coefficiente di diffusione degli elettroni nel plasma, interpolati tramite le equazioni 4.4 e 4.3, sono riportate rispettivamente nelle figure 4.12 e 4.13:

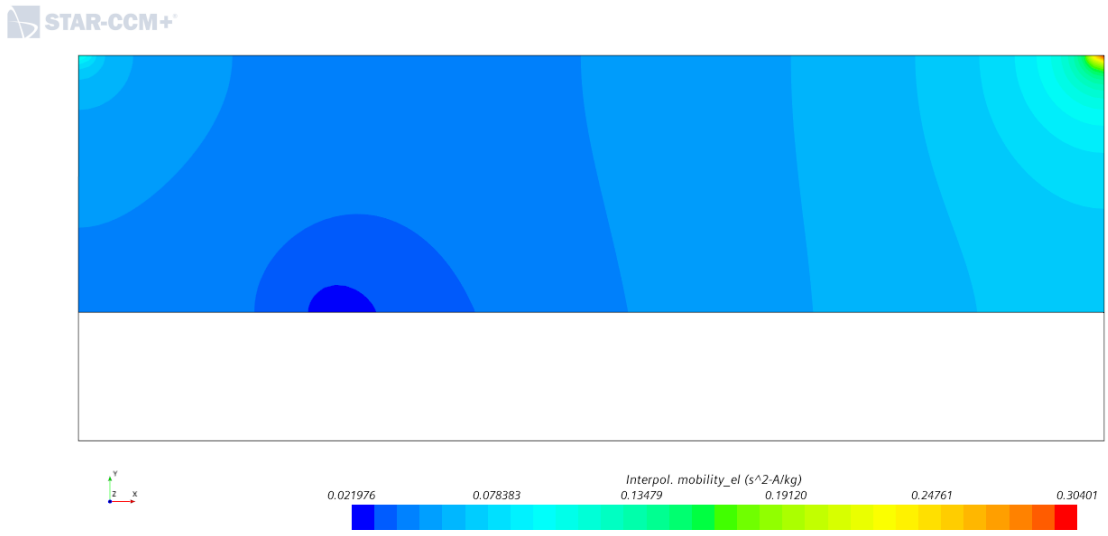


Figura 4.12: Mobilità degli elettroni μ_e, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

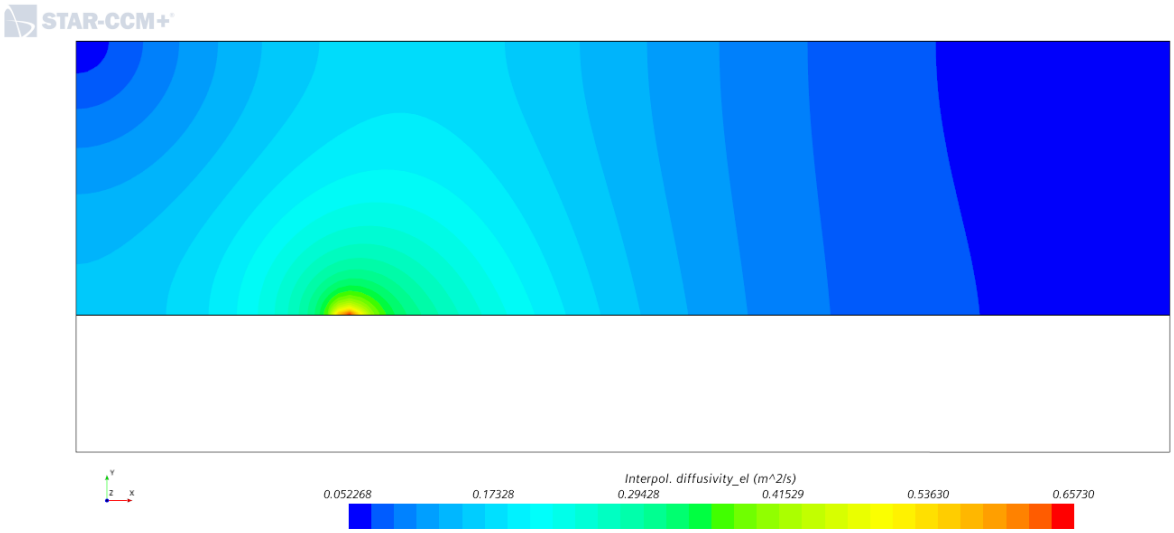


Figura 4.13: Coefficiente di diffusione degli elettroni D_e, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

Il coefficiente di Townsend α calcolato secondo l'equazione 2.2 è invece visualizzato in figura 4.14:

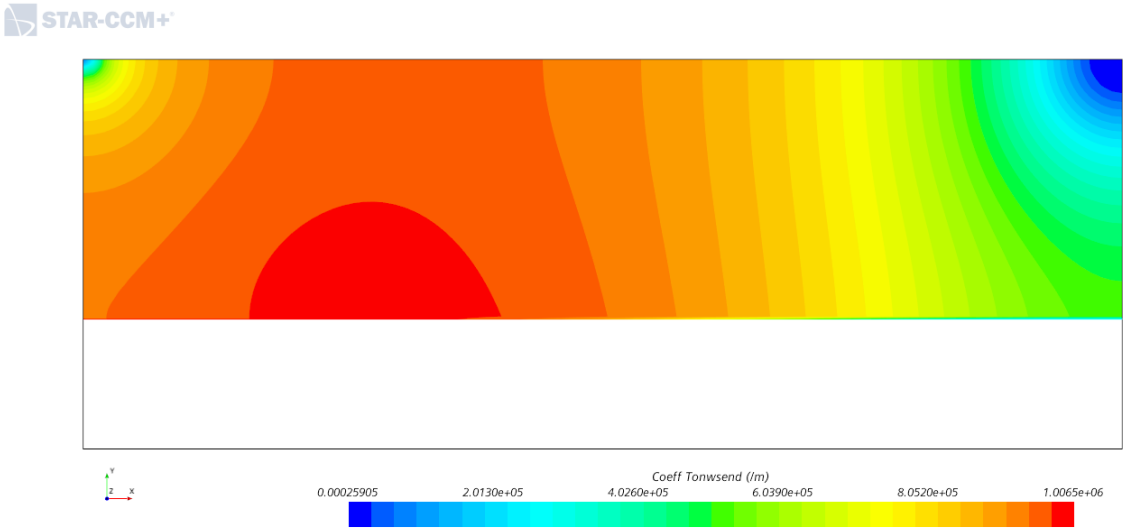


Figura 4.14: Coefficiente di Townsend α, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

E infine la produzione totale di elettroni in $1/(m^3 \cdot s)$, somma di produzione per ionizzazione e consumo per ricombinazione, ma dominata dalla produzione per ionizzazione, è riportata in figura 4.15:

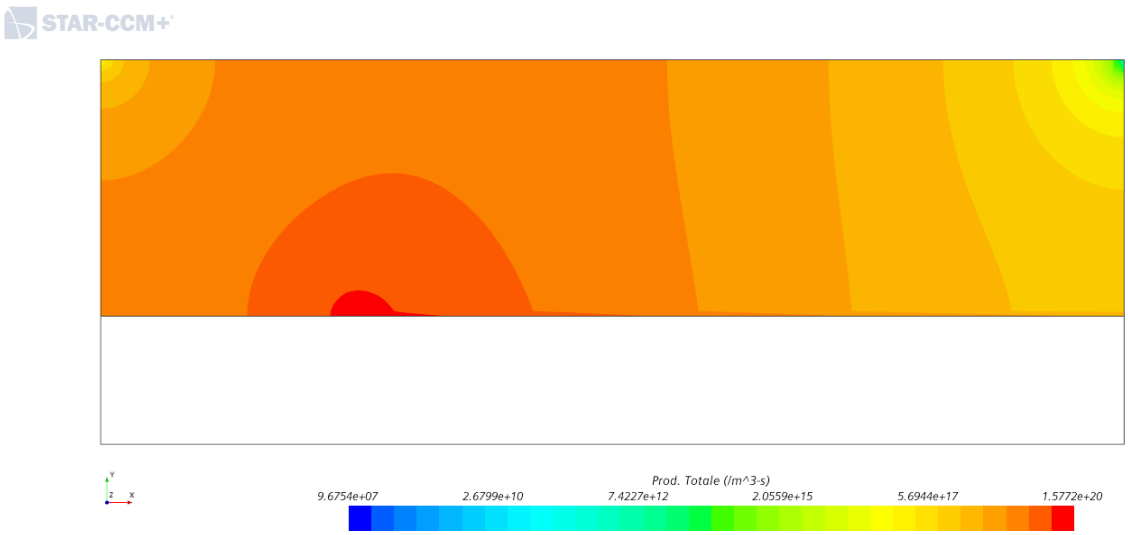


Figura 4.15: Produzione totale di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

Attraverso la visualizzazione della densità numerica di elettroni, invece, è possibile rappresentare il moto degli elettroni secondo il modello di *drift-diffusion*. Se ne compie di seguito una selezione di 5 immagini, dal primo timestep al 21esimo, ogni 5 timestep:

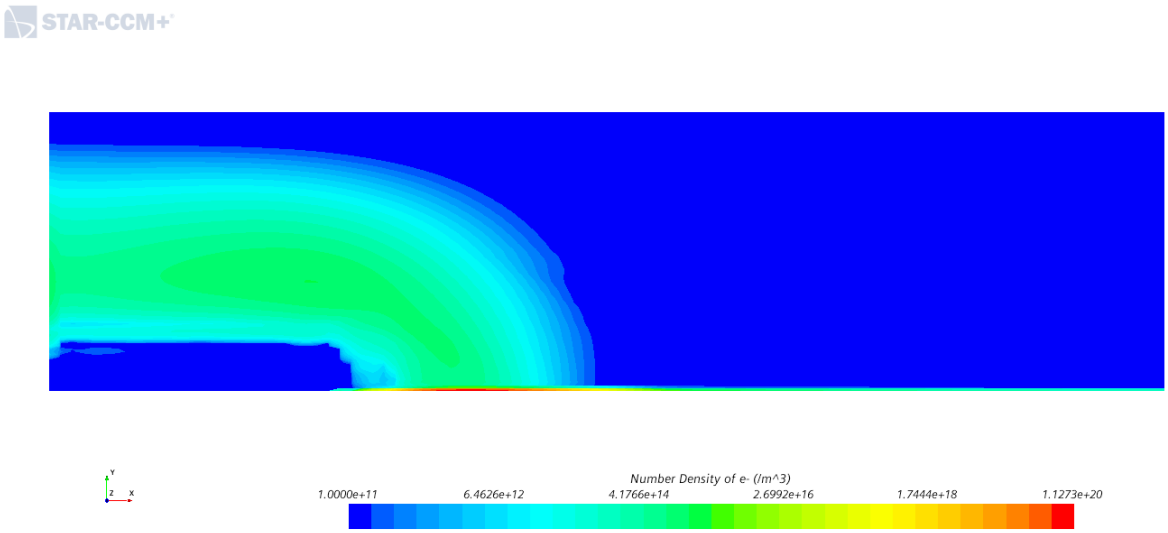


Figura 4.16: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 50\,ps$

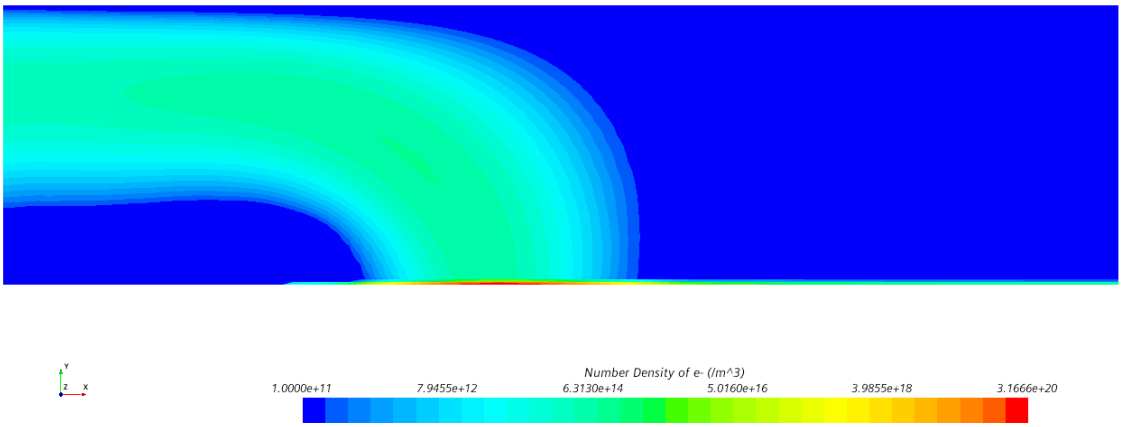


Figura 4.17: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 300\,ps$

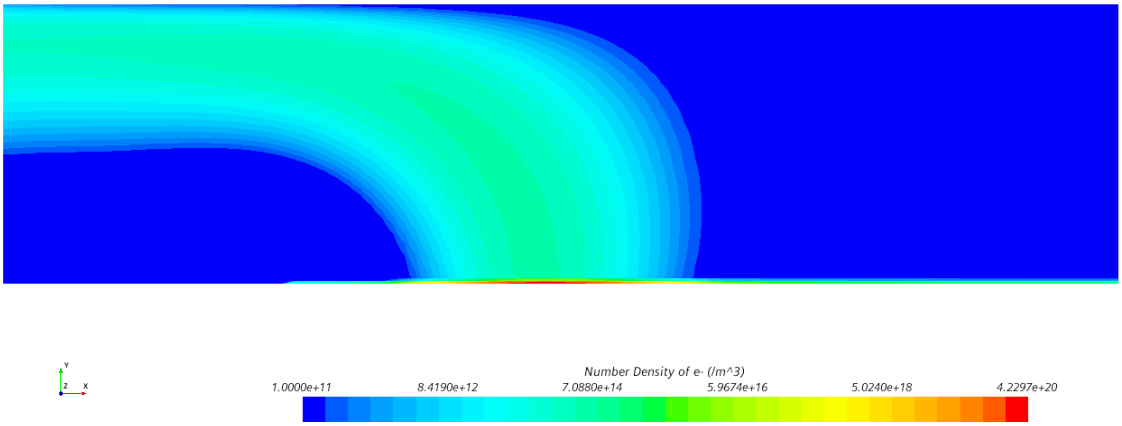


Figura 4.18: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 550\,ps$

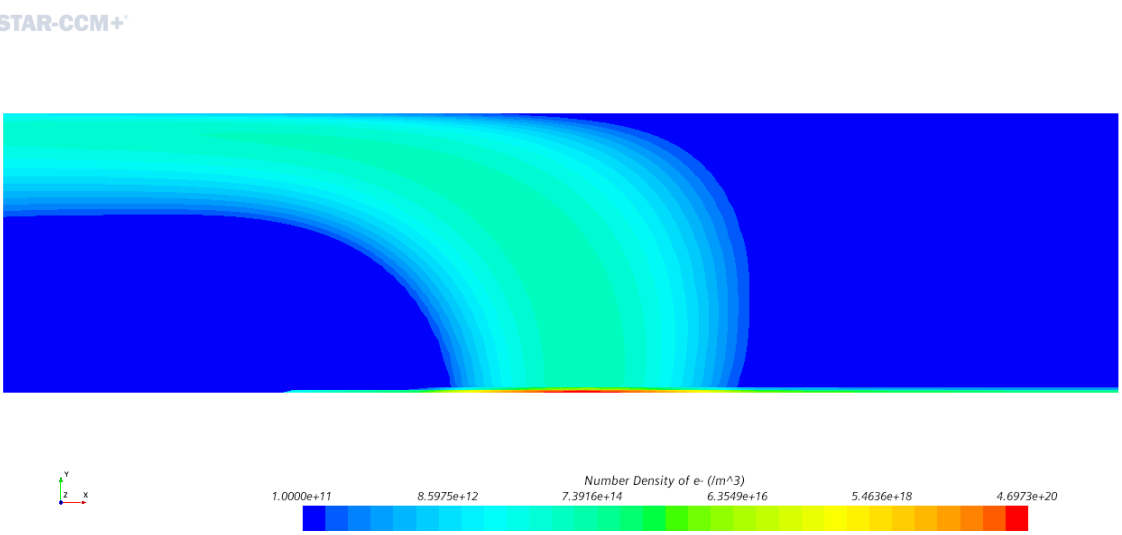


Figura 4.19: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 800\,ps$

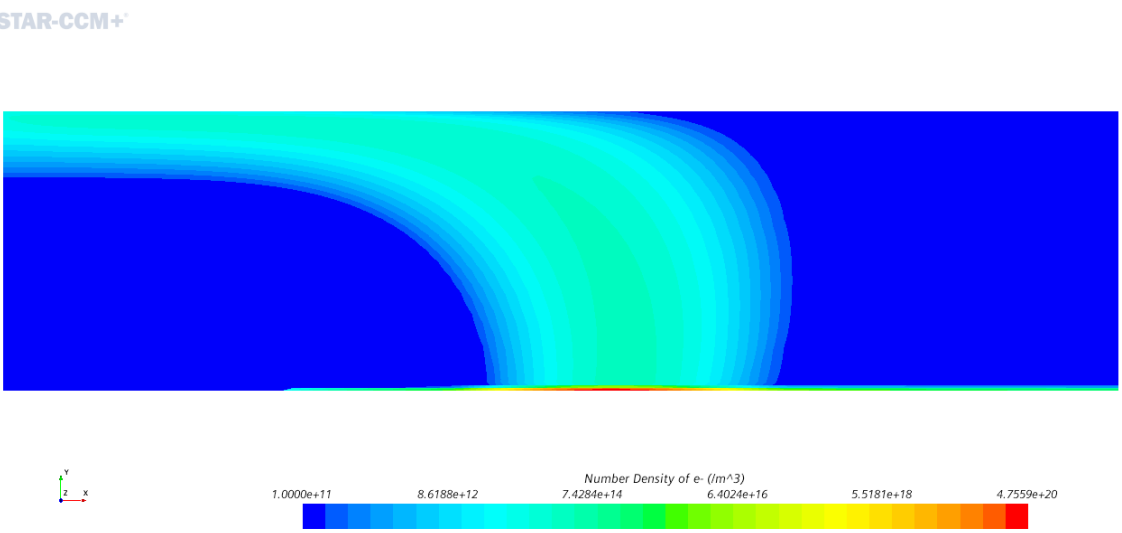


Figura 4.20: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 1050\,ps$

Da questa sequenza di immagini si nota bene come gli elettroni siano mossi lontano dall'elettrodo, sia verso destra sia verso l'alto. Questo sembrerebbe essere un effetto del potenziale fortemente negativo all'elettrodo, che allontana gli elettroni prodotti come riportato nella quantità riportata in figura 4.15. Una rappresentazione vettoriale del campo elettrico in prossimità dell'estremo dell'elettrodo esposto è riportata in figura 4.21:

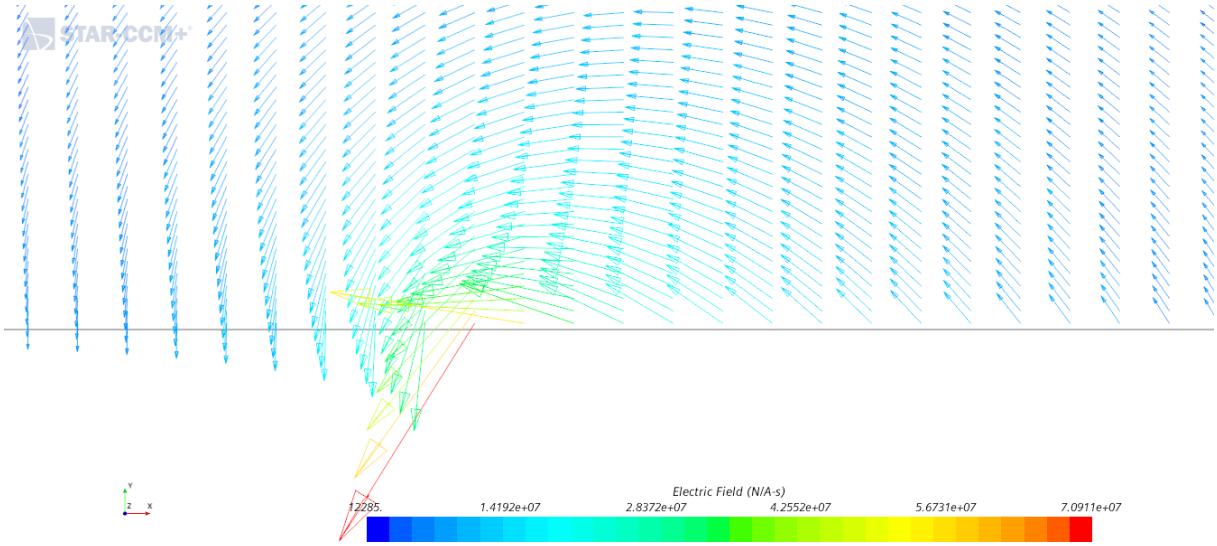


Figura 4.21: Campo elettrico vicino all'elettrodo esposto alimentato a $-1200V$

Il campo elettrico a parete, alla destra dell'elettrodo, vista la sua direzione verso y positive, sembra essere la causa principale della mancata diffusione verso l'alto degli elettroni, di cui un accumulo importante è ben visibile appunto a parete, con densità numeriche che raggiungono circa $10^{20}/m^3$, mentre la direzione verso la parete dell'elettrodo nella zona a sinistra spiega il moto verso l'alto degli elettroni.
Tuttavia, diminuendo il timestep della simulazione, si ottengono risultati diversi. Ad esempio, scendo a $\Delta t = 5\,ps$, un decimo di quanto fatto in precedenza, allo stesso istante ($50\,ps$) della figura 4.16 si ottiene, per la densità numerica di elettroni:

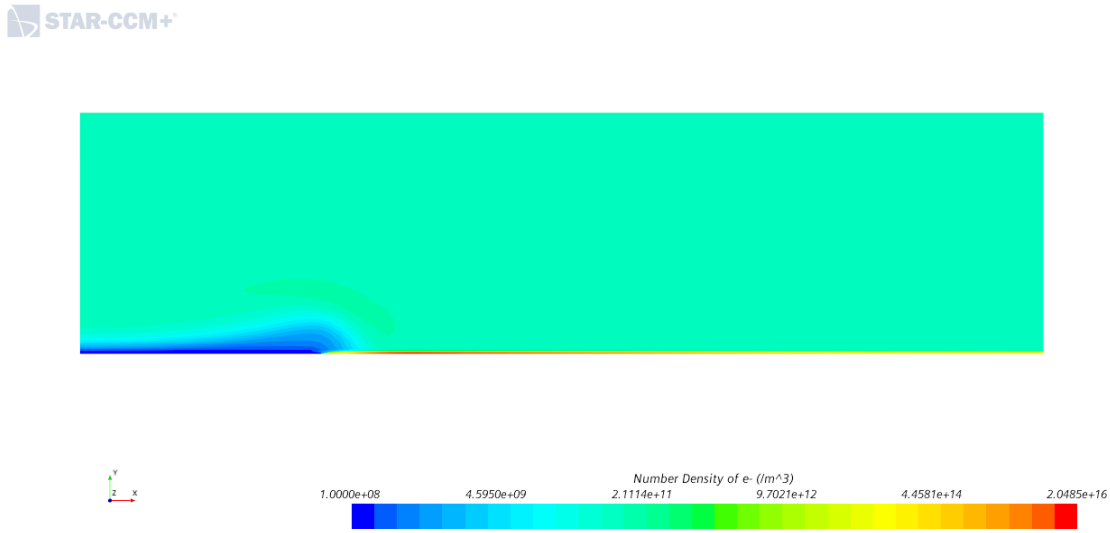


Figura 4.22: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 50\,ps$ e $\Delta t = 5\,ps$

Che sembra suggerire come il processo iniziale di spostamento di elettroni avvenga più lentamente del previsto. Tuttavia, una simulazione con un timestep così ridotto aumenta

di molto i tempi di simulazione.
La problematica principale di questa simulazione è l'apparente disaccoppiamento tra il solutore *Coupled Plasma Electron* e quello *Complex Chemistry*. Infatti, sebbene la funzione *number density of electrons*, associata al solutore *Coupled Plasma Electron*, dia i risultati di densità numerica visibili nelle figure 4.16 - 4.20, manca la corrispondenza con la funzione *Molar concentration*, creata dal solutore *Complex Chemistry* per ogni specie chimica inserita nel file `chemdataDC.dat`. Infatti, sebbene la densità numerica n e la concentrazione molare c siano legate dal numero di Avogadro N_A attraverso la relazione:

$$n = N_A \cdot c \tag{4.7}$$

come si può osservare in figura 4.23, che dovrebbe essere analoga, salvo la moltiplicazione per N_A, alla figura 4.17, questa relazione non vale in questo caso:

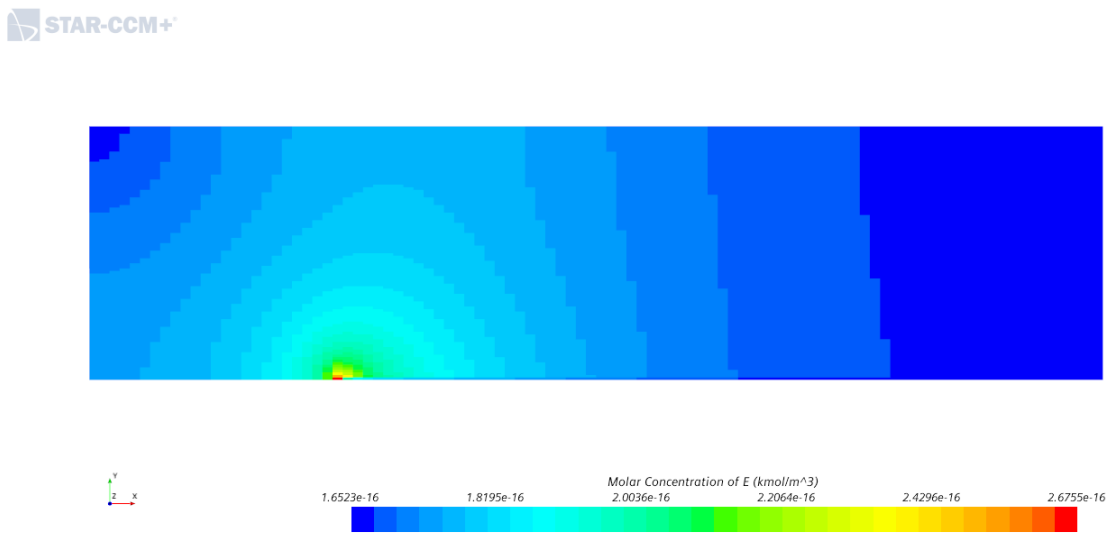


Figura 4.23: Concentrazione molare di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $-1200V$, $t = 300ps$

Questo, e il fatto che manchi una funzione *number density of* N_2^+ *ions* analoga a quella per gli elettroni, impedisce di visualizzare la densità di carica ρ_c, definita come $\rho_c = q_e(n_+ - n_e)$ per il modello con solo ioni positivi e elettroni, e quindi visualizzare le forze di Lorentz: $\mathbf{F} = \rho_c \mathbf{E}$.
Inoltre, non è stato possibile modellare la densità di carica descritta dall'equazione 3.44, per cui la descrizione del potenziale nel tempo non è completa. Nella tesi di Arpa, infatti, la zona ad alto potenziale, che partiva dall'elettrodo, si espandeva verso x crescenti nel dielettrico, mentre in questo caso è stazionario nel tempo, con i valori riportati in figura 4.10.

Risultati $+1200V$

Per rifarsi invece all'alimentazione usata da Arpa, si impone quindi un voltaggio di $1200V$ all'elettrodo esposto; il resto delle impostazioni rimane invariato rispetto alla sottosezione precedente.
Il campo di potenziale che si ottiene è il seguente:

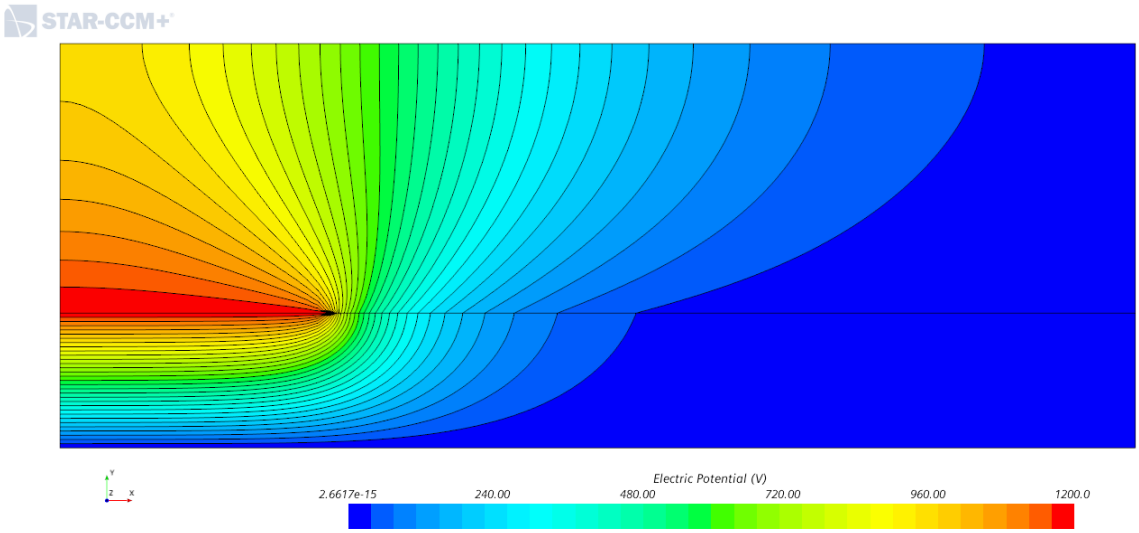


Figura 4.24: Campo di potenziale elettrico, elettrodo esposto a $+1200V$

Essendo lo stesso campo ottenuto in figura 4.10 con il segno opposto, il modulo del campo elettrico ottenuto, che ne è il gradiente, è identico a quello ottenuto per il caso a potenziale negativo. Ne consegue che anche le altre grandezze che dipendono dal campo elettrico, come il coefficiente di Townsend, quello di diffusione, e la mobilità coincidono nei due casi. È diversa invece, opposta, la direzione dei vettori del campo elettrico:

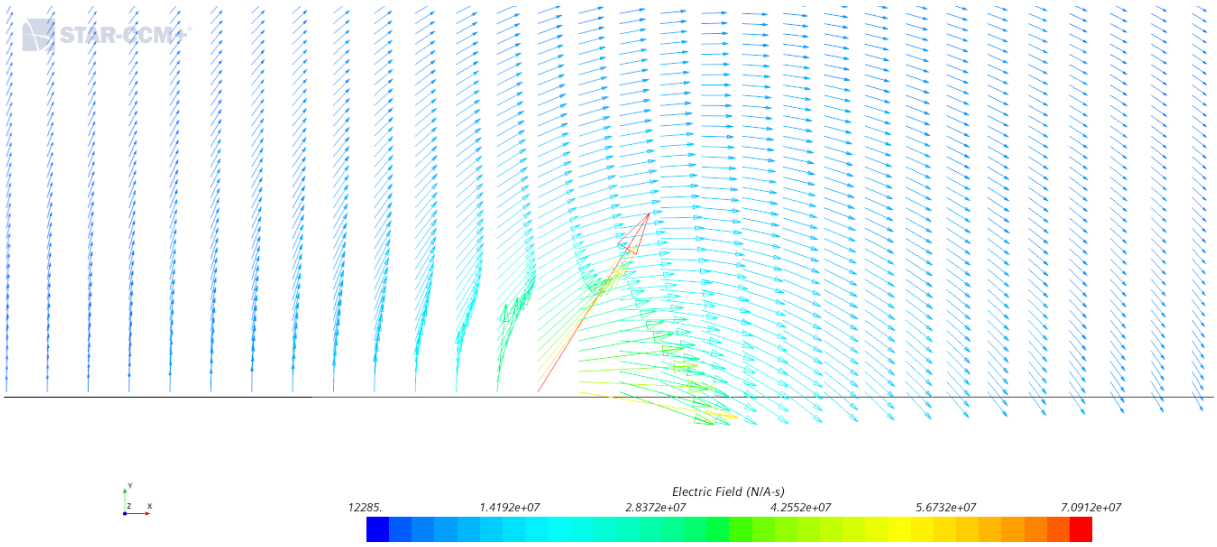


Figura 4.25: Campo elettrico vicino all'elettrodo esposto alimentato a $+1200V$

Questa disposizione delle linee di campo, in maniera opposta a quanto trovato nel caso precedente, tende a intrappolare gli elettroni, creati in maniera analoga a quanto visto in figura 4.15, sulla faccia dell'elettrodo. Un esempio di distribuzione di densità numerica che si ottiene è riportata in figura 4.26:

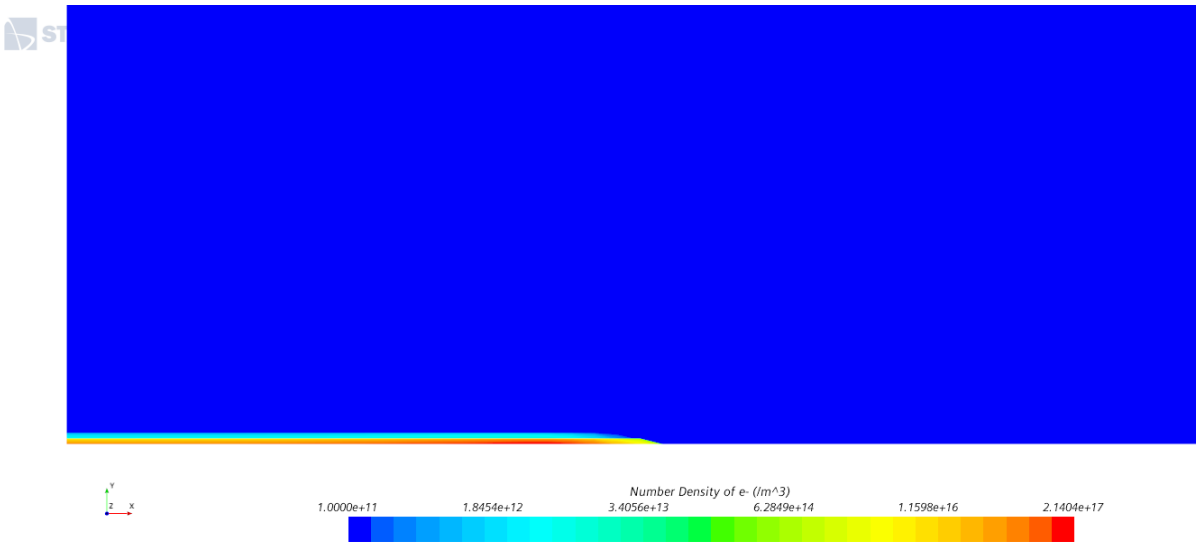


Figura 4.26: Densità numerica di elettroni, elettrodo esposto alimentato a $+1200V$

Dopo poche iterazioni, questa tende a stabilizzarsi a causa dell'assenza di moto.
Entrambe le simulazioni, inoltre, vedono delle variazioni estreme di temperatura degli elettroni, valore che nella tesi di Arpa era fissato costante e pari a $11560K = 1eV$ nelle simulazioni con solo azoto. Nelle simulazioni su *STAR-CCM+* non è stato possibile fissare questo valore, che viene calcolato a partire dalla distribuzione di energia elettronica secondo l'equazione 3.80.
Un esempio di profili di temperatura ottenuto nel caso a potenziale positivo è presentato in figura 4.27:

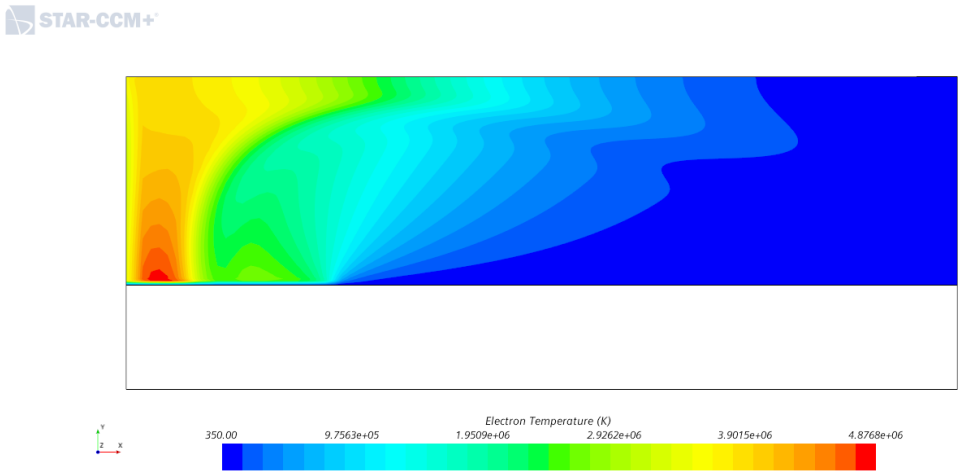


Figura 4.27: Temperatura degli elettroni, elettrodo esposto alimentato a $+1200V$

Rimangono infine le criticità descritte per la simulazione a potenziale negativo, in particolare la discrepanza tra concentrazione molare e densità numerica e la mancanza di densità superficiale. È la mancanza di quest'ultima, che si suppone essere determinante nella mancata diffusione verso destra degli elettroni. L'implementazione di questa grandezza sarà prioritaria in un lavoro futuro che riprenda questo modello.

Mesh raffinata

Per migliorare la qualità della rappresentazione nei punti con maggiore densità di elettroni e variazioni di potenziale, si esegue un raffinamento della mesh già visibile in figura 4.9:

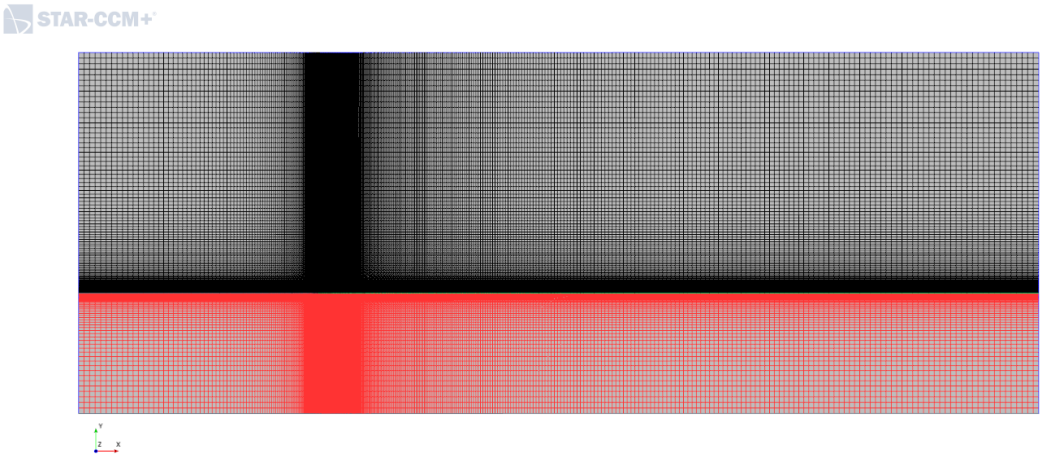


Figura 4.28: Mesh raffinata

In particolare, questa mesh ha 100 elementi sui lati verticali, 100 elementi sulla faccia dell'elettrodo, e 300 sulla faccia esposta del dielettrico. Questi elementi inoltre non hanno lunghezza costante come in precedenza ma seguono una distribuzione iperbolica. La lunghezza minima degli elementi è pari a $10^{-7}m$ in corrispondenza dello spigolo dell'elettrodo, sia nella parte della faccia dell'elettrodo sia nella parte del dielettrico esposto, in orizzontale, e $10^{-7}m$ anche in direzione verticale, a partire dalla interfaccia tra dielettrico e plasma.
Purtroppo tuttavia la taglia di queste celle è risultata troppo piccola: a causa del calcolo del campo elettrico come gradiente del potenziale, dividendo per la taglia delle celle dove sono più piccole si ottengono valori troppo elevati di $\mathbf{E}$, ottenendo in particolare un errore di overflow per il coefficiente di diffusione degli elettroni, che essendo una funzione polinomiale crescente va a valori troppo elevati, provocando l'interruzione della simulazione.

Capitolo 5

Conclusioni

Questo tipo di attuatori, come si è visto, sono molto promettenti per tutta una serie di motivi: il loro basso costo, la taglia e la frequenza di attivazione molto ridotte, l'assenza di parti mobili, li rendono interessanti e versatili. Tuttavia, essendo un dispositivo relativamente recente, la simulazione numerica, ormai fondamentale nello studio e nella progettazione della fluidodinamica, non è ancora consolidata.
In questa tesi si è fatta una trattazione generale delle caratteristiche, del meccanismo di funzionamento e delle applicazioni note in letteratura di questi attuatori. In seguito, l'obiettivo era creare un modello che fosse pronto da implementare in simulazioni più complete, possibilmente a riprodurre qualche esperimento noto in letteratura al fine di validarlo ulteriormente. Sebbene non si sia riusciti nell'intento, il modello è comunque praticamente completo e pronto per essere ulteriormente migliorato in lavori futuri. Si auspica dunque che in lavori di tesi successive si possano risolvere le criticità incontrate e riprodurre i risultati descritti in questa tesi.

Bibliografia

[1] Rocco Arpa. *Physical and numerical modeling of Dielectric Barrier Discharge actuators for flow control problems.* PhD thesis, Politecnico di Torino, Fluidodinamica, 2011.

[2] Henry R. Velkoff and Jeffry Ketcham. Effect of an electrostatic field on boundary-layer transition. *AIAA Journal*, 6(7):1381–1383, 1968.

[3] Akira Yabe, Yasuo Mori, and Kunio Hijikata. Ehd study of the corona wind between wire and plate electrodes. *AIAA Journal*, 16(4):340–345, 1978.

[4] J. Roth, Daniel Sherman, and Stephen Wilkinson. Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. In *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1998.

[5] J. G. Zheng, Y. D. Cui, J. Li, and B. C. Khoo. A note on supersonic flow control with nanosecond plasma actuator. *Physics of Fluids*, 30(4):040907, 2018.

[6] Ankush Bhatia, Subrata Roy, and Ryan Gosse. Effect of dielectric barrier discharge plasma actuators on non-equilibrium hypersonic flows. *Journal of Applied Physics*, 116(16):164904, 2014.

[7] Rayleigh John William Strutt. On the stability or instability of certain fluid motions (iii.)*. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s1-27(1):5–12, 1895.

[8] Hua-Shu Dou. On the rayleigh theorem for inflectional velocity instability of inviscid flows, 2007.

[9] David C.Hazen. Film notes for boundary-layer control. National Committee for Fluid Mechanics Film, 1968.

[10] Hermann Schlichting (Deceased) and Klaus Gersten. *Boundary–Layer Control (Suction/Blowing)*, pages 291–320. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2017.

[11] R.W. Barnwell and M.Y. Hussaini. *Natural Laminar Flow and Laminar Flow Control.* Springer-Verlag, New York, 1992.

[12] Mohamed Gad el Hak. Compliant coatings for drag reduction. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(1):77 – 99, 2002.

[13] J. L. Lumley. Drag reduction in turbulent flow by polymer additives. *Journal of Polymer Science: Macromolecular Reviews*, 7(1):263–290, 1973.

[14] Ludwig Prandtl. Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung (sul moto dei fluidi con poco attrito). In *Verhandlungen des III Internationalen Mathematiker-Kongresses, Heidelberg*, pages 484–491, 1904.

[15] A. V. Dovgal, V. Ya. Levchenko, and V. A. Timopeev. Boundary layer control by a local heating of the wall. In D. Arnal and R. Michel, editors, *Laminar-Turbulent Transition*, pages 113–121, Berlin, Heidelberg, 1990. Springer Berlin Heidelberg.

[16] Jin Lee, Seo Yoon Jung, Hyung Jin Sung, and Tamer A. Zaki. Effect of wall heating on turbulent boundary layers with temperature-dependent viscosity. *Journal of Fluid Mechanics*, 726:196–225, 2013.

[17] Andrey Sidorenko, Yurij Gromyko, Dmitry Bountin, Pavel Polivanov, and A. Maslov. Effect of the local wall cooling/heating on the hypersonic boundary layer stability and transition. In *Progress in Flight Physics*, volume 7, pages 549–568, 01 2015.

[18] Jean-François Couchot, Karine Deschinkel, and Michel Salomon. Active mems-based flow control using artificial neural network. *Mechatronics*, 23(7):898 – 905, 2013. 1. Fractional Order Modeling and Control in Mechatronics 2. Design, control, and software implementation for distributed MEMS (dMEMS).

[19] B Eliasson, M Hirth, and U Kogelschatz. Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 20(11):1421–1437, nov 1987.

[20] Bhaswati Choudhury, Sherlie Portugal, Judith Johnson, and Subrata Roy. Modeling dbd (dielectric barrier discharge) generated ozone distribution for effective decontamination of spacecraft components. In *AIAA Scitech 2020 Forum, Orlando (FL)*, 01 2020.

[21] L. Léger, E. Moreau, and G. Touchard. Effect of a dc corona electrical discharge on the airflow along a flat plate. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 38:1478–1485, 2002.

[22] Eric Moreau. Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(3):605–636, jan 2007.

[23] John S. Townsend. Xvii. the conductivity produced in gases by the motion of negatively charged ions. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1(2):198–227, 1901.

[24] S Sarikhani and A Hariri. Modification of nitrogen townsend ionization coefficient in a n2laser with a weak corona preionization and high gas pressure using laser output power measurements. *Journal of Optics*, 15(5):055705, apr 2013.

[25] T.L.R. Ayres. The ionization by collision of hydrogen, nitrogen and argon. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 45(266):353–368, 1923.

[26] S.O. Macheret, M.N. Shneider, and R.B. Miles. Modeling of air plasma generation by repetitive high-voltage nanosecond pulses. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 30:1301 – 1314, 07 2002.

[27] M. Robinson. Movement of air in the electric wind of the corona discharge. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part I: Communication and Electronics*, 80(2):143–150, 1961.

[28] Sanghoo Park, Uroš Cvelbar, Wonho Choe, and Se Youn Moon. The creation of electric wind due to the electrohydrodynamic force. *Nature Communications*, 9, 01 2018.

[29] Sigmond R. S. and Lagstadt I. H. Mass and species transport in corona discharges. *High Temp. Chem. Proces.*, 2:221–9, 1993.

[30] Christophe Noger, J.S. Chang, and Gerard Touchard. Active controls of electrohydrodynamically induced secondary flow in corona discharge reactor. *Proc. 2nd Int. Symp. on Plasma Technology and Polution Control*, pages 136–141, 01 1997.

[31] G.M. Colver and Samir El-Khabiry. Modeling of dc corona discharge along an electrically conductive flat plate with gas flow. *Industry Applications, IEEE Transactions on*, 35:387 – 394, 04 1999.

[32] Samir El-Khabiry and G. Colver. Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small reynolds number flow. *Physics of Fluids - PHYS FLUIDS*, 9:587–599, 03 1997.

[33] L. Leger, E. Moreau, and G. Touchard. Control of low velocity airflow along a flat plate with a dc electrical discharge. In *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting (Cat. No.01CH37248)*, volume 3, pages 1536–1543 vol.3, 2001.

[34] Eric Moreau, A. Labergue, and Gerard Touchard. Dc and pulsed surface corona discharge along a dielectric flat plate in air: Electrical properties and discharge-induced ionic wind. *Journal of Advanced Oxidation Technologies*, 8:241–247, 07 2005.

[35] Eric Moreau and G. Touchard. About the kinetic power induced by ac and dc discharges. In *Proc. IEEE-CEIDP*, pages 490–4, Nashville, USA, October 2005.

[36] J. Pons, Eric Moreau, and G. Touchard. Electrical and aerodynamic characteristics of atmospheric pressure barrier discharges in ambient air. 01 2004.

[37] Jérôme Pons, Eric Moreau, and Gérard Touchard. Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(19):3635–3642, sep 2005.

[38] Marcus Forte, Jerome Jolibois, J. Pons, Eric Moreau, G. Touchard, and Michel Cazalens. Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: Application to airflow control. *Experiments in Fluids*, 43:917–928, 01 2007.

[39] J. Roth and Xin Dai. Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (ehd) electrical device. In *Collection of Technical Papers - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, volume 19, pages 1–28, 01 2006.

[40] James Baughn, Christopher Porter, Brent Peterson, Thomas McLaughlin, C.L. Enloe, Gabriel Font, and Corrie Baird. Momentum transfer for an aerodynamic plasma actuator with an imposed boundary layer. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, volume 3, 01 2006.

[41] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K.V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel, and J.F. Behnke. The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment. *Vacuum*, 71(3):417 – 436, 2003. Symposium on Plasma Surface Engineering at the Spring Meeting of the German Physical Society, Regensburg, Germany, March 11-15 2002.

[42] Alain Seraudie, Eddy Aubert, Nicolas Naudé, and Jean Cambronne. Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions. In *3rd AIAA Flow Control Conference*, 2006.

[43] Richard Rivir, A. White, C. Carter, and B. Ganguly. Ac and pulsed plasma flow control. In *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004.

[44] Baselli Mattia Peronaci Simone. Aerodynamics of an airfoil with plasma actuators of diferent kinds and geometries. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2015.

[45] Martiqua Post and Thomas Corke. Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators. *Aiaa Journal - AIAA J*, 42:2177–2184, 11 2004.

[46] Miguel Visbal, Datta Gaitonde, and Subrata Roy. Control of transitional and turbulent flows using plasma-based actuators. In *36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, volume 2, 06 2006.

[47] D. Gaitonde, M. Visbal, and Subrata Roy. Control of flow past a wing section with plasma-based body forces. In *36th AIAA Plasmadynamics Lasers Conf., AIAA 2005-5302*, 06 2005.

[48] Subrata Roy, Pengfei Zhao, Arnob Dasgupta, and Jignesh Soni. Dielectric barrier discharge actuator for vehicle drag reduction at highway speeds. *AIP Advances*, 6:025322, 02 2016.

[49] Robert Nelson, Thomas Corke, and Hesham Othman. A smart wind turbine blade using distributed plasma actuators for improved performance. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 01 2008.

[50] David Greenblatt, Magen Schulman, and Amos Ben-Harav. Vertical axis wind turbine performance enhancement using plasma actuators. *Renewable Energy*, 37:345–354, 01 2012.

[51] Yuri P. Raizer. *Gas Discharge physics*. Springer Verlag, 1991.

[52] Morton Mitchner and Charles H. Kruger. *Partially Ionized Gases.* John Wiley Sons Inc, 1973.

[53] J. Shang. Recent research in magnetoaerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences - PROG AEROSP SCI*, 37:1–20, 01 2001.

[54] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4):722–733, oct 2005.

[55] Y Sakai, H Tagashira, and S Sakamoto. The development of electron avalanches in argon at high e/n values. i. monte carlo simulation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 10(7):1035–1049, may 1977.

[56] W. P. Allis. *Motions of Ions and Electrons*, pages 383–444. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1956.

[57] T. Holstein. Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges. *Phys. Rev.*, 70:367–384, Sep 1946.

[58] C. B. Opal, W. K. Peterson, and E. C. Beaty. Measurements of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases. *The Journal of Chemical Physics*, 55(8):4100–4106, 1971.

[59] Stephen D. Rockwood. Elastic and inelastic cross sections for electron-hg scattering from hg transport data. *Phys. Rev. A*, 8:2348–2358, Nov 1973.

[60] G.J.M. Hagelaar. *Brief documentation of BOLSIG+ version 03/2016.* Laboratoire Plasma et Conversion d'Energia (LAPLACE), Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, Mars 2016.

[61] Siemens PLM Software. *Simcenter STAR-CCM+® Documentation, Version 2019.3*, 2019.

[62] R. J. Kee, F. M. Rupley, J. A. Miller, M. E. Coltrin, J. F. Grcar, E. Meeks, H. K. Moffat, A. E. Lutz, G. DixonLewis, M. D. Smooke, J. Warnatz, G. H. Evans, R. S. Larson, R. E. Mitchell, L. R. Petzold, W. C. Reynolds, M. Caracotsios, W. E. Stewart, P. Glarborg, C. Wang, , and O. Adigun. *CHEMKIN - A software package for the analysys of gas-phase chemical and plasma kinetics.* Reaction Design, Inc., San Diego, CA, 3.6 edition, 2000.

[63] I A Kossyi, A Yu Kostinsky, A A Matveyev, and V P Silakov. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures. *Plasma Sources Science and Technology*, 1(3):207–220, aug 1992.

[64] S. Gordon and B. J. Mcbride. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and chapman-jouguet detonations. Technical Report SP-273, NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, United States, 1976.

[65] Alexander Burcat. *Thermochemical Data for Combustion Calculations*, pages 455–473. 01 1984.

[66] Roop Gupta, Jerrold Yos, Richard Thompson, and Kam-Pui Lee. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 k. *NASA Reference Publication 1232*, pages 32–34, 09 1990.

[67] R. J. Kee, F. M. Rupley, J. A. Miller, M. E. Coltrin, J. F. Grcar, E. Meeks, H. K. Moffat, A. E. Lutz, G. DixonLewis, M. D. Smooke, J. Warnatz, G. H. Evans, R. S. Larson, R. E. Mitchell, L. R. Petzold, W. C. Reynolds, M. Caracotsios, W. E. Stewart, P. Glarborg, C. Wang, , and O. Adigun. *The CHEMKIN thermodynamic database.* Reaction Design, Inc., San Diego, CA, 3.6 edition, 2000.