



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione - DEI

Corso di Laurea in Ingegneria dell'Informazione

Film sottili ottici per vele a propulsione laser

Relatore:

Prof. Maria-Guglielmina Pelizzo

Candidato:

Sara Levorin

Matricola:

1223240

ANNO ACCADEMICO 2021/2022

Indice

Introduzione	1
1 Cenni di teoria per vele a propulsione laser	3
1.1 Cenni di meccanica relativistica	4
1.2 Stabilità della vela durante l'accelerazione	8
2 Componenti realizzative	13
2.1 Sistema di propulsione	13
2.1.1 DE-STAR	13
2.1.2 Architettura e distribuzione di potenza di un <i>phased-array</i> laser	14
2.1.3 Riciclo di fotoni	16
2.2 WaferSat	18
2.2.1 Architettura e materiali	18
2.2.2 Generatore di energia autonomo	19
2.2.3 Controllo dell'orientazione della sonda nello spazio	20
2.3 Interazione con il mezzo interstellare	22
2.3.1 Strategie di mitigazione	22
3 Vele spaziali multistrato	25
3.1 Ottimizzazione della vela multistrato	25
3.2 Proprietà ottiche dei materiali	27
3.2.1 Cenni di teoria dei film sottili ottici	28
3.2.2 Coefficienti ottici	30
3.2.3 Modello ottico di un materiale ibrido con MoS_2 e Al_2O_3	33
3.2.4 Ulteriori considerazioni sull'ottimizzazione della vela	36

3.3	Stabilità termica della vela	38
3.3.1	Analisi termica dei materiali	38
3.4	Fabbricazione	41
	Conclusioni	43
	Appendice	45
	Equazione (1.3)	45
	Equazione (1.6)	46
	Equazione (1.8)	47
	Equazione (1.7)	47
	Bibliografia	49
	Ringraziamenti	53

Introduzione

L'esplorazione spaziale ricopre una posizione di estrema importanza nella società moderna. Negli ultimi 60 anni l'uomo ha esplorato il sistema solare, spingendosi fino ai suoi confini e superandoli, con la navicella spaziale *Voyager 1*.

Nonostante gli obiettivi notevoli raggiunti, con le tecnologie di propulsione sviluppate fino ad ora sarebbero necessari centinaia di millenni per raggiungere altri sistemi stellari. Il progetto *Breakthrough Starshot*, avviato nel 2016, ha come obiettivo quello di raggiungere il sistema stellare più vicino alla terra, *Alpha Centuri*, in circa vent'anni. Esso prevede di sviluppare delle sonde spaziali miniaturizzate dell'ordine del grammo dotate di una vela, la quale grazie alla pressione esercitata dai fotoni di un raggio laser, permette alla sonda di raggiungere velocità pari a 0,2 volte la velocità della luce. Lo sviluppo di una tale navicella spaziale prende ispirazione dalle già esistenti vele solari. La potenza isotropa fornita dal Sole tuttavia non è sufficiente a portare la sonda a velocità relativistiche, subentra dunque l'idea di utilizzare laser ad alta potenza come sorgente di radiazione.

Il programma *Starshot*, lanciato da Yuri Milner e Stephen Hawking, fu inaugurato dopo la scoperta nell'agosto del 2016, della potenziale abitabilità di un pianeta simile alla Terra, *Proxima Centuri* appartenente al sistema α Centuri [1]. La realizzazione di un tale progetto contribuirebbe non solo all'esplorazione dei confini del nostro Sistema Solare, ma anche del vicino spazio intrastellare. Questo include per esempio, la Nube di Oort, l'elioguaina, l'eliopausa e la scoperta di esopianeti eventualmente abitabili.

L'idea di utilizzare la propulsione di fotoni laser per compiere viaggi interstellari risale al 2009 e appartiene al progetto *Starlight* della NASA, anche conosciuto come *DEEP-IN*, *Directed Energy Propulsion for Interstellar Exploration* e *DEIS*, *Directed Energy Interstellar Studies*. Questo programma trova applicazioni non solo in ambito esplorativo, ma anche nella difesa planetaria. Infatti il sistema *DE-STAR*, *Directed Energy System for Tar-*

geting of Asteroids and exploration, ha come obiettivo quello di deviare asteroidi, comete e altri *NEO, near-Earth objects*. Esso consiste in una piattaforma in orbita su *LEO, Low Earth Orbit*, costituita da un array di laser dell'ordine del kilowatt alimentati da pannelli fotovoltaici.

Lo scopo di questa trattazione è quello di esporre le caratteristiche principali del sistema costituito dalla sonda interstellare e dal sistema di propulsione, ponendo particolare attenzione sulle proprietà ottiche dei materiali di cui è costituita la vela del sistema.

Capitolo 1

Cenni di teoria per vele a propulsione laser

La navicella spaziale è composta da due componenti: una vela spaziale, un sistema di propulsione costituito da un *phased laser array* localizzato in LEO (*Low Earth Orbit*) o un *PLT* (*Photon Laser Thruster*) e un carico chiamato *waferSat*, che contiene i sensori e le componenti elettroniche necessarie a raccogliere e trasmettere dati [2],[3].

Per missioni interstellari, è necessario portare la navicella spaziale a velocità relativistiche. La propulsione necessaria è fornita dal sistema DE-STAR, il quale focalizza il suo raggio uscente sulla sonda spaziale. L'accelerazione della navicella avviene grazie al trasferimento della quantità di moto dei fotoni del raggio emesso dal sistema di propulsione alla vela laser. Essa è costituita da un riflettore dielettrico multistrato di spessore pari a qualche μm , con riflettività quasi unitaria.

Negli ultimi 10 anni sono state sviluppate e testate le vele solari. Esse sono concettualmente simili alle vele laser, ma queste ultime godono di proprietà diverse. Le vele a propulsione laser sono costruite per riflettere la banda stretta di frequenze emessa dal sistema di propulsione laser. Questo permette di diminuire la grandezza della vela e di ottenere un coefficiente di riflessione estremamente alto, grazie all'utilizzo di diversi strati di rivestimenti di dielettrico.

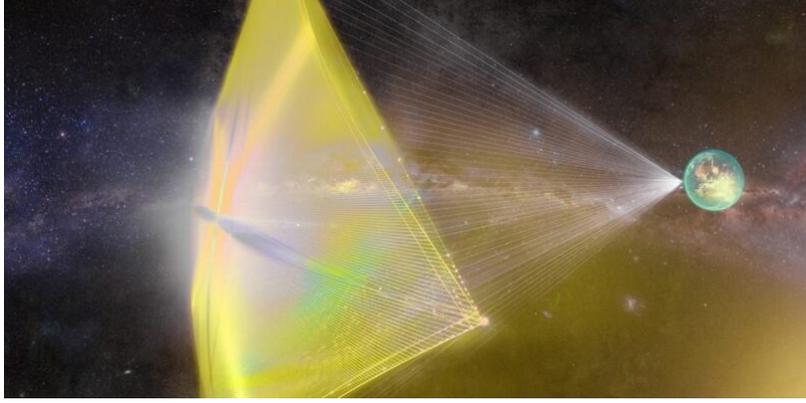


Figura 1.1: Immagine idealizzata di una vela a propulsione laser [1].

La vela viene descritta come una pila di N strati di materiali, la cui superficie è espressa come $S = \alpha D^2$, dove D è la sua dimensione caratteristica e α è un coefficiente che ne modella la forma. Per esempio, se si trattasse di una vela quadrata di lato D , α sarebbe unitario oppure se la vela fosse circolare di diametro D , α sarebbe $\pi/4$.

1.1 Cenni di meccanica relativistica

Nella meccanica relativistica, la propulsione fotonica si basa sulla conservazione del quadrivettore energia-impulso, definito come $(E/c, \vec{p})$, dove E è l'energia del fascio e \vec{p} è il vettore quantità di moto. Il sistema di propulsione produce un fascio di fotoni che colpisce la vela della sonda in movimento, che ha quantità di moto p_0^s e massa m . In quel momento ogni fotone, con energia E_0 , trasferisce alla vela parte della sua quantità di moto $p_0^f = E_0/c$ e l'accelera [4].

Per semplificare la trattazione, si ipotizza che l'urto del singolo fotone sia in una sola dimensione, allora la conservazione della quantità di moto afferma che

$$p_0^f + p_0^s = p_f^f + p_f^s \quad (1.1)$$

dove i termini p_f^f e p_f^s fanno riferimento alla quantità di moto del fotone e della vela dopo l'urto. Dato che vale la conservazione del quadrivettore energia-impulso, dopo l'impatto

del fotone sulla vela, è possibile scrivere l'uguaglianza

$$\begin{bmatrix} E_0/c + \sqrt{p_0^2 + m^2 c^2} \\ E_0/c + p_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_f/c + \sqrt{p_f^2 + m^2 c^2} \\ -E_f/c + p_f \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

dove p_0 e p_f rappresentano la quantità di moto iniziale e finale della navicella. Si può dimostrare che risolvendo l'equazione (1.2) per p_f (dimostrazione riportata in appendice), si ottiene l'equazione

$$\begin{aligned} p_f = & \left(\frac{4E_0^2}{c^2} + \frac{4E_0 p_0}{c} - m^2 c^2 \right)^{-1} \left(\frac{4E_0^3}{c^2} + \frac{6E_0^2 p_0}{c^2} + p_0 \left(2\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2} (p_0^2 + m^2 c^2)} - m^2 c^2 \right) \right) \\ & + 2E_0 \left(\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2} (p_0^2 + m^2 c^2)} - m^2 c + \frac{p_0^2}{c} \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

La variazione della quantità di moto del sistema dopo la collisione, $\Delta p = p_f - p_0$, risulta essere quindi una funzione della quantità di moto iniziale e dell'energia del fotone incidente.

Si consideri ora che l'intero fascio di fotoni con energia E colpisca la vela perfettamente riflettente. Essa riceverà energia e quantità di moto da ogni fotone incidente, ma dato che l'energia trasferita dal singolo fotone è nettamente inferiore all'energia totale impartita alla vela, si può considerare l'effetto complessivo del fascio, ignorando i contributi isolati di ogni fotone.

Inoltre, se si ipotizza che l'emettitore di fotoni sia sufficientemente grande da non considerare il contributo del rinculo dato dall'emissione della radiazione, è possibile approssimare lo strumento come un sistema inerziale a riposo utilizzandolo per definire il sistema di riferimento per l'analisi dinamica. Sotto le precedenti condizioni, il sistema di propulsione di potenza P , emette fotoni di energia E_0 a una frequenza Γ . A causa del moto relativo fra sonda e emettitore, la frequenza di emissione dei fotoni dal sistema di propulsione, non è la stessa dei fotoni che colpiscono la vela. Allora definendo dN il numero di fotoni che urtano la vela nel tempo dt , si ottiene

$$dN = (1 - v)\Gamma dt = \left(1 - \frac{P}{c\sqrt{m^2 + \frac{P^2}{c^2}}} \right) \Gamma dt \quad (1.4)$$

dove v è la velocità istantanea della vela.

Considerando l'effetto dell'intero fascio di fotoni, la variazione della quantità di moto

della vela in un tempo dt è $dp = dN\Delta p$, quindi

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dN}{dt}\Delta p = \Gamma\Delta p \left(1 - \frac{p}{c\sqrt{m^2 + \frac{p^2}{c^2}}}\right) \quad (1.5)$$

Il sistema in analisi è composto da un emettitore che fornisce una radiazione di potenza $P \sim 100\text{GW}$ che spara fotoni aventi energia $E_0 \sim 1\text{eV}$ (cioè $1.602 \times 10^{-19}\text{J}$). Si definisce inoltre l'energia adimensionale del fotone come $\epsilon = E_0/mc^2$. Allora secondo i dati relativi al problema, si ha $\epsilon \sim 10^{-33}$. Quindi per i parametri relativi al sistema si ottiene $\epsilon \ll 1$, per cui è possibile ricavare una formula esplicita per la variazione della quantità di moto Δp , sviluppando in serie di Taylor l'equazione che esprime la quantità di moto finale del sistema e considerandone l'approssimazione al termine di primo ordine (i calcoli sono riportati in appendice)

$$\Delta p = 2 \left(\frac{m^2 c + \frac{p_0^2}{c} - p_0 \sqrt{m^2 + \frac{p_0^2}{c^2}}}{m} \right) \epsilon + o(\epsilon^2) \quad (1.6)$$

Quindi sostituendo nell'equazione (1.5) il termine Δp dall'equazione (1.6) appena ricavata, si ottiene

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt}\gamma m v = 2\Gamma E_0 \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \quad (1.7)$$

dove si sfrutta la definizione di quantità di moto relativistica $\vec{p} = \gamma m v$, con $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ fattore di Lorentz e $\beta = v/c = 0.2$.

Infine definendo la potenza emessa come $P = \Gamma E_0$ è possibile ottenere la derivata temporale di β

$$\dot{\beta} = \frac{2P}{mc^2\gamma^3} \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \quad (1.8)$$

i cui calcoli sono riportati in appendice.

Nelle condizioni in cui $\epsilon \ll 1$, l'equazione (1.8) può essere integrata per ottenere un'espressione analitica del tempo t necessario a raggiungere una certa β data

$$t = \frac{mc^2}{6P} \left(\frac{(1 + \beta)(2 - \beta)\gamma}{(1 - \beta)} - 2 \right) \quad (1.9)$$

Nel limite non-relativistico, la forza istantanea impartita alla vela dalla pressione della radiazione incidente, vale

$$F_{rad}t = mv \quad (1.10)$$

dove $F_{rad} = 2P/c$.

Si assume che il sistema di propulsione laser emetta una radiazione di lunghezza d'onda λ_0 e potenza costante P_0 . Si può esprimere la potenza del fascio incidente sulla vela come funzione della velocità della sonda $\beta = v/c$, cioè pari a $P_0(1 - \beta)$. Dove il fattore $(1 - \beta)$ tiene conto del tempo che un fotone impiega per viaggiare dall'emettitore alla vela [5].

La potenza P_0 incidente sulla vela, può essere riflessa, trasmessa o assorbita. Quindi l'interazione dei fotoni con la vela può essere descritta tenendo conto dei coefficienti ottici dei materiali e della trasformazione per effetto Doppler della potenza incidente:

$$P_T(\beta) = P_0(1 - \beta) \cdot T(\lambda_0, \beta) \quad (1.11)$$

$$P_R(\beta) = P_0 \frac{(1 - \beta)^2}{(1 + \beta)} \cdot R(\lambda_0, \beta) \quad (1.12)$$

dove T e R sono rispettivamente i coefficienti di trasmissione e riflessione calcolati rispetto alla lunghezze d'onda *shiftate* per effetto Doppler. È immediato notare che questi coefficienti sono espressi in funzione di λ_0 e β e sono inoltre collegati a un altro coefficiente ottico: il coefficiente di assorbimento A . Esso si lega a T e R attraverso la relazione

$$A(\lambda_0, \beta) + R(\lambda_0, \beta) + T(\lambda_0, \beta) = 1 \quad (1.13)$$

La variazione di energia della navicella è la differenza tra la potenza che incide su di essa e quella persa per trasmissione e riflessione. Quindi valgono le seguenti equazioni differenziali per l'energia E e il momento $p = E/c$

$$\begin{cases} c\dot{p} = \dot{m}c^2\gamma\beta + mc^2\gamma^3\dot{\beta} = P_0 \frac{(1 - \beta)}{(1 + \beta)} (A(1 + \beta) + 2R) \\ \dot{E} = \dot{m}c^2\gamma + mc^2\gamma^3\beta\dot{\beta} = P_0 \frac{(1 - \beta)}{(1 + \beta)} (A(1 + \beta) + 2\beta R) \end{cases} \quad (1.14)$$

dove γ è il fattore di Lorentz. Risolvendo il sistema si ottiene l'equazione parziale

$$dt = \frac{mc^2\gamma^3}{P_0} \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)} \frac{1}{(A + 2R)} d\beta \quad (1.15)$$

Integrando la velocità istantanea nel tempo necessario alla navicella per raggiungere la velocità finale β_f , si può esprimere la distanza percorsa come

$$L(\beta_f) = \int_0^{t_f} \beta dt = \frac{mc^3}{P_0} \int_0^{\beta_f} \frac{\beta\gamma}{(1 - \beta)^2} \frac{1}{(A + 2R)} d\beta \quad (1.16)$$

La distanza ottenuta alla fine della fase di accelerazione, cioè $L(\beta_f = 0.2)$, coincide con il punto in cui lo spot dovuto alla diffrazione del raggio laser è uguale alla dimensione della vela. Si ottiene allora che

$$L(\beta_f = 0.2) \sim \frac{Dd_0}{2\lambda_0} \quad (1.17)$$

con d_0 diametro dell'emettitore laser.

1.2 Stabilità della vela durante l'accelerazione

Uno dei problemi più importanti da affrontare riguarda la stabilità della vela durante il periodo di accelerazione. Infatti anche la minima perturbazione può causare il disallineamento della vela rispetto al fascio laser emesso dal sistema di propulsione [6].

Una simile alterazione, che può essere dovuta a molteplici cause, come la presenza di disturbi alla sorgente o alla vela oppure a delle imperfezioni nella realizzazione della vela stessa, può portare al fallimento totale dell'operazione. Infatti nel caso in cui il fascio laser presentasse delle fluttuazioni nell'intensità e/o asimmetrie, esso sottoporrebbe la vela a delle forze di rotazione in grado di alterarne l'allineamento con il fascio stesso.

L'obiettivo è quello di scegliere in modo appropriato la distribuzione del fascio laser e la geometria della vela, affinché il sistema rimanga centrato per tutta la durata dell'accelerazione. La forma geometrica della vela deve possedere un effetto passivo intrinseco stabilizzante, a questo scopo si adotta la forma di un iperboloide. Un tale profilo è in grado di neutralizzare le forze di rotazione grazie alla variazione dell'angolo di incidenza del laser sulla vela, causata dalla deviazione della rotta della stessa.

In una situazione ideale il fascio laser emesso colpisce la vela con intensità uniforme. In tal caso la soluzione ottima, che massimizza la propulsione, sarebbe una vela piana. Tuttavia è quasi impossibile ottenere un raggio con intensità uniforme, esso presenterà quasi sempre una certa quantità di asimmetria nella forza impartita. Una struttura geometrica piana non tollera alcuna quantità di asimmetria, infatti anche un piccolo valore causerebbe il disallineamento della vela senza possibilità di recupero. Quindi la possibilità di utilizzare una vela piana è dunque non realizzabile a livello pratico.

Diverse analisi hanno dimostrato che un design di tipo convesso conferisce alla vela proprietà stabilizzanti passive senza la necessità di un carico.

L'asimmetria dell'intensità del fascio laser causa un trasferimento di quantità di moto maggiore su una parte della vela dando origine così a una forza che ruota la vela in direzione della forza maggiore. Mano a mano che il centro di massa si disallinea, aumenta l'angolo di incidenza rispetto alla normale alla superficie, nella zona in cui il fascio colpisce con maggiore intensità e di conseguenza diminuisce nella zona con intensità minore. Questo causa un momento contrario rispetto alla direzione di rotazione della vela, il quale, raggiunto un certo angolo critico, è in grado di riportare il sistema alle condizioni iniziali. Per riassumere, le variazioni dell'angolo di incidenza del fascio laser dovute alla rotazione della vela, hanno la capacità di contrastare in modo passivo l'asimmetria assiale della pressione impartita dalla radiazione.

Sotto tali condizioni, si analizzano le proprietà della stabilità passiva di un segmento iperbolico bidimensionale. Nella sua forma parametrica

$$x = a \cdot \operatorname{tg}(s) \quad y = \frac{b}{\cos(s)} + c \quad (1.18)$$

con $a > 0$, $b < 0$, c e $s \in [-d, d] \subset (-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ parametri caratteristici di un iperbolicoide.

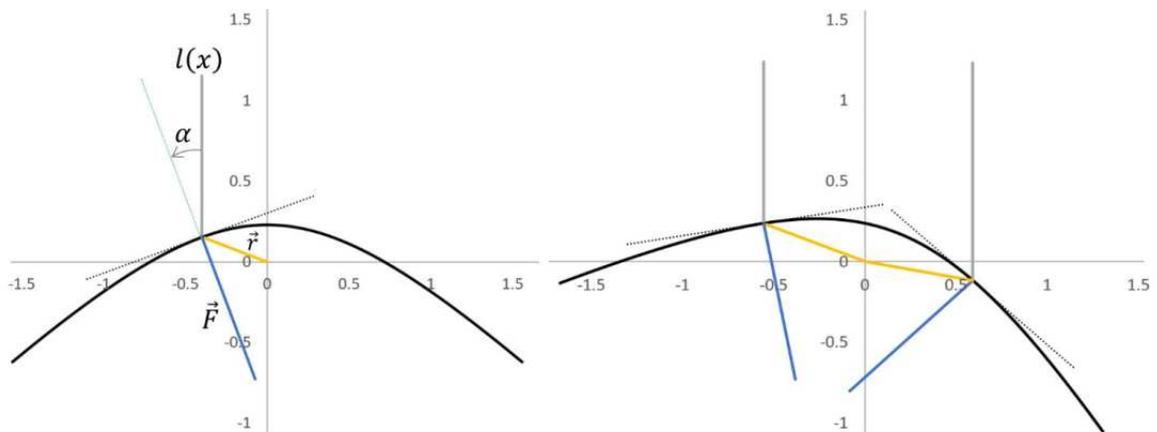


Figura 1.2: **A sinistra:** ramo inferiore dell'iperbole con centro di massa nell'origine. **A destra:** L'iperbole è ruotata attorno al suo centro di massa a causa dell'asimmetria della pressione della radiazione [6].

La figura (1.2) mostra il ramo inferiore di un iperbole con valori $a = 1$, $b = -1$, $d = 1$ e c scelto in modo che il centro di massa sia posto nell'origine del sistema di riferimento. La pressione della radiazione determina una forza perpendicolare alla superficie della vela. Derivando le equazioni parametriche si ottiene la pendenza della retta tangente nel punto

di incidenza (x, y)

$$\dot{x} = \frac{a}{\cos^2(s)} \quad \dot{y} = \frac{b \cdot \sin(s)}{\cos^2(s)} \quad (1.19)$$

L'angolo di incidenza α che si forma tra la normale alla superficie tangente in (x, y) e un raggio incidente verticalmente, è pari a

$$\alpha = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\dot{y}}{\dot{x}} \right) = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b \cdot \sin(s)}{a} \right) \quad (1.20)$$

Si definisce \vec{r} come il vettore che congiunge il centro di massa (x_{cm}, y_{cm}) con il punto (x, y) , cioè

$$\vec{r} = \langle x - x_{cm}, y - y_{cm} \rangle = \left\langle a \cdot \operatorname{tg}(s), \frac{b}{\cos(s)} + c \right\rangle \quad (1.21)$$

Secondo le ipotesi precedenti, scegliendo un opportuno valore di c si è in grado di porre il centro di massa nell'origine, quindi $\langle x_{cm}, y_{cm} \rangle = \langle 0, 0 \rangle$. Il momento torcente nel punto (x, y) è dato dal prodotto esterno fra il vettore \vec{r} e la forza \vec{F} della pressione perpendicolare alla superficie dell'iperbole in quel punto, cioè $\vec{\tau} = \vec{r} \times \vec{F}$. Per tener conto dell'asimmetria del fascio laser che colpisce la vela, la forza \vec{F} viene scalata da una funzione $l(x)$ che descrive la posizione laterale del raggio incidente

$$\vec{F} = [l(x) \cdot \cos(\alpha)] \cdot \left\langle \cos \left(\alpha + \frac{\pi}{2} \right), \sin \left(\alpha + \frac{\pi}{2} \right) \right\rangle \quad (1.22)$$

Il modulo del momento τ è

$$\|\vec{\tau}\| = \|\vec{r} \times \vec{F}\| = \|\vec{r}\| \cdot \|\vec{F}\| \cdot \sin(\theta) \quad \theta = \sin^{-1} \left(\frac{\vec{r} \cdot \vec{F}}{\|\vec{r}\| \cdot \|\vec{F}\|} \right) \cdot \operatorname{sign}(-s) \quad (1.23)$$

Dove la funzione sign regola il segno dell'angolo introdotto dalla funzione arcoseno.

Il momento torcente totale agente sulla vela è la somma di tutti i momenti agenti sulla sua superficie, cioè

$$\tau_{tot} = \int_{-d}^d \|\vec{\tau}\| ds \quad (1.24)$$

Tale momento, scaturito dall'asimmetria della pressione di radiazione, causa una rotazione del centro di massa dell'iperbole. Il segmento, ruotato in senso antiorario di un angolo positivo ρ , può essere descritto dalle seguenti equazioni parametriche

$$x' = a \cdot \operatorname{tg}(s) \cdot \cos(\rho) - \left(\frac{b}{\cos(s)} + c \right) \cdot \sin(\rho) \quad y' = a \cdot \operatorname{tg}(s) \cdot \sin(\rho) + \left(\frac{b}{\cos(s)} + c \right) \cdot \cos(\rho) \quad (1.25)$$

Infine le derivate direzionali e l'angolo di incidenza dell'iperbole ruotata sono

$$\dot{x}' = \frac{a \cdot \cos(\rho) - b \cdot \sin(s) \cdot \sin(\rho)}{\cos^2(s)} \quad \dot{y}' = \frac{a \cdot \sin(\rho) + b \cdot \sin(s) \cdot \cos(\rho)}{\cos^2(s)} \quad (1.26)$$

$$\alpha = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a \cdot \sin(\rho) + b \cdot \sin(s) \cdot \cos(\rho)}{a \cdot \cos(\rho) - b \cdot \sin(s) \cdot \sin(\rho)} \right) \quad (1.27)$$

Esistono altre soluzioni al problema dell'instabilità della vela. Per esempio depositare come superficie più esterna della vela un reticolo di diffrazione oppure utilizzare delle vele laser basate su strutture nanofotoniche. Queste ultime presentano altissime prestazioni di efficienza e stabilità, ma si sta ancora studiando la loro scalabilità per ampie superfici.

Capitolo 2

Componenti realizzative

2.1 Sistema di propulsione

La necessità di portare la sonda a velocità relativistiche impone l'utilizzo di un grande laser ad alta potenza. Data la difficoltà della realizzazione di quest'ultimo, si utilizza al suo posto il sistema *DE-STAR* oppure un *Photonic Laser Thruster* [7],[8].

2.1.1 DE-STAR

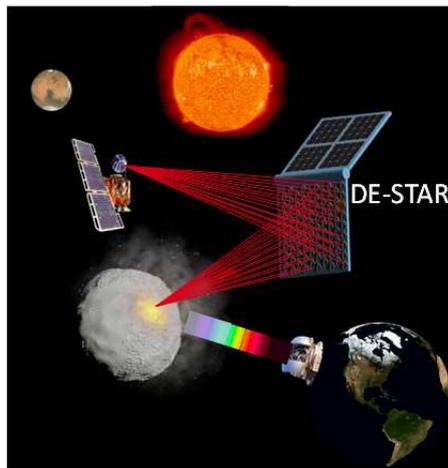


Figura 2.1: Diagramma concettuale del funzionamento del laser array *DE-STAR* [9].

Il sistema è composto da un array di laser connessi tutti alla medesima fonte ed è alimentato da energia solare attraverso una matrice di pannelli fotovoltaici della stessa dimensione del laser array. Quest'ultimo è a sua volta costituito da laser a fibra drogata di

Itterbio dell'ordine del kilowatt con lunghezza d'onda nell'infrarosso, 1064nm. Esso è in grado di spingere una piccola sonda dotata di una vela spaziale di ordine di circa un metro, a velocità relativistiche.

Assumendo l'array laser quadrato, al *DE-STAR* vengono associate delle unità che esprimono il logaritmo del lato dell'array. Per esempio *DE-STAR 4* ha un lato pari a 10^4 m e fornisce 50 – 70GW di potenza. Un tale modello sarebbe in grado di propellere un *wafer* dotato di una vela di circa 1m fino al 26% della velocità della luce in circa 10 minuti, sorpassare *Voyager 1* in meno di 3 giorni e raggiungere α Centuri in circa 20 anni.

2.1.2 Architettura e distribuzione di potenza di un *phased-array* laser

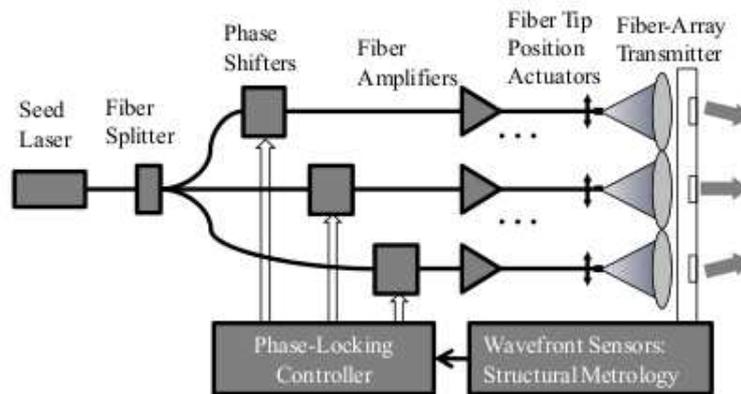


Figura 2.2: Schema a blocchi della configurazione dell'amplificatore a fibra ottica [10].

L'architettura di un *phased-array* laser consiste in una sorgente laser, il cui output è reindirizzato ad ogni elemento secondario che costituisce il laser array. Ognuno di questi elementi è dotato di un amplificatore a fibra ottica a Itterbio [10].

In uscita dal sistema vengono raccolti i dati relativi alle relazioni tra i fronti d'onda delle radiazioni emesse e vengono inviati come feedback di controllo ad ogni amplificatore. Quindi ogni perturbazione della fase dei raggi in uscita viene gestita da un controllore posto nell'amplificatore in fibra. Grazie a questo sistema di controllo, è possibile indirizzare ogni fascio laser a un target preciso. Nel sistema in analisi i singoli fasci si combinano vicino all'oggetto-obiettivo. A questo scopo sono inseriti dei micro-posizionatori che regolano l'orientazione della punta di ogni fibra rispetto agli assi x e y , assumendo che la

luce si propaghi lungo la direzione z , in modo da orientare ogni fascio verso il target e facendoli sovrapporre su di esso.

Come detto in precedenza, per raggiungere velocità relativistiche è necessaria una considerevole quantità di potenza. Controllando la fase dei singoli laser è possibile combinarli fra loro in uno specifico punto. In questo modo si è in grado di raggiungere la quantità di potenza richiesta per accelerare il sistema.

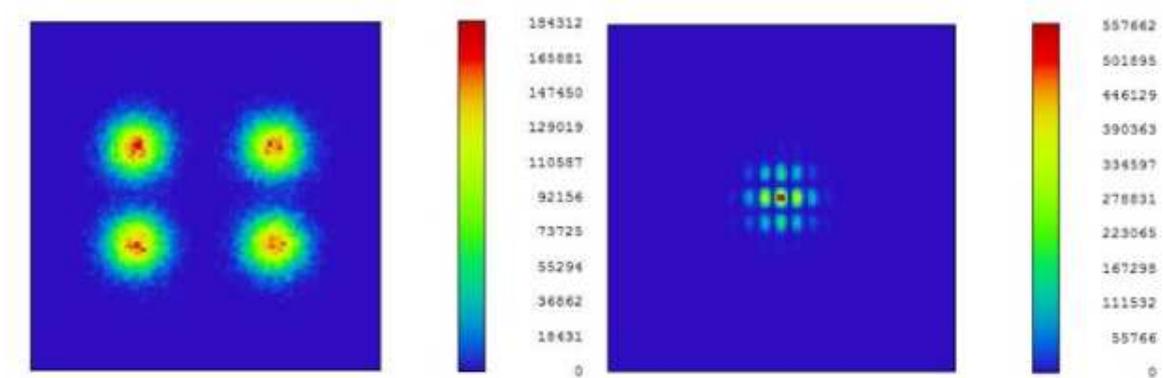


Figura 2.3: Distribuzione della potenza di un laser phased array composto da 4 elementi secondari [10].

In figura (2.3) è presentata la distribuzione di potenza di un *phased laser array* composto da 4 elementi. A sinistra è rappresentato lo schema relativo ai quattro fasci singoli, ognuno dei quali presenta un picco di potenza pari circa a 1.8MWm^2 . Utilizzando i controllori di fase e orientamento dei singoli fasci, si ottiene la distribuzione a destra. È immediato notare che la combinazione dei singoli fasci crea un picco di circa 5.6MWm^2 . Quindi i livelli di potenza richiesti possono essere soddisfatti aggiungendo più elementi al laser array.

2.1.3 Riciclo di fotoni

Un altro sistema di propulsione proposto consiste nell'implementazione di un *Photon Laser thruster (PLT)*, che si basa sul riciclo dei fotoni. Quando il fascio laser viene puntato verso la sonda, i fotoni trasmessi colpiscono la vela spaziale, trasferendo ad essa il loro momento, e dati i materiali riflettenti di cui la vela è costituita, il fotone "rimbalza" e torna indietro. I fotoni subiscono riflessioni multiple in una cavità ottica, nota come *PLT*, le cui estremità sono occupate dalla vela della sonda spaziale e una superficie riflettente posta sull'emettitore.

Come discusso in precedenza, la quantità di energia necessaria all'accelerazione della vela è ingente, perciò è possibile sfruttare il riciclo di fotoni per aumentare l'efficienza del *Phased Laser Array*, cioè implementando un *PLT* in un sistema a energia diretta.

Il *PLT* consiste in una cavità ottica attiva di risonanza, dove il mezzo attivo è collocato nella cavità ottica stessa. Ciascuna superficie di cui la cavità è composta produce una forza F_T espressa

$$F_T = \frac{2P_{out}RS}{c} \quad (2.1)$$

dove P_{out} è la potenza del laser trasmesso dalla superficie da accelerare, R è il coefficiente di riflessione e S è il rapporto fra la potenza del laser nella cavità ottica e P_{out} , cioè rappresenta il fattore di amplificazione dell'energia fornita dai fotoni. L'obiettivo di una cavità ottica attiva risonante è quello di massimizzare la radiazione laser interna e quindi di minimizzare l'assorbimento causato dal mezzo attivo.

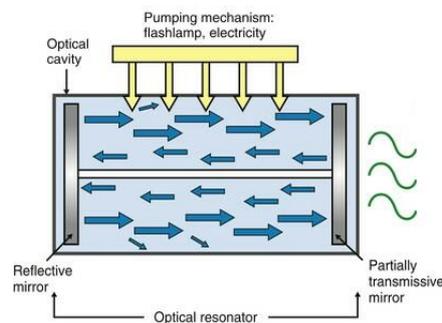


Figura 2.4: Schema di una cavità ottica attiva di risonanza [11].

Il fattore Q di tale cavità ottica è espresso come

$$Q = 2\pi \frac{E_{cav}}{E_{loss}} \quad (2.2)$$

dove E_{cav} corrisponde all'energia immagazzinata nella cavità ottica e E_{loss} è l'energia persa ad ogni ciclo. Con ciclo si identifica un viaggio di andata e ritorno della luce, cioè $2L/c$ con L la distanza tra la sonda e lo specchio fisso.

L'energia persa ad ogni ciclo è dovuta all'aumento dell'energia cinetica della navicella e dello specchio fisso per ogni ciclo. Inoltre parte dell'energia viene persa a causa dell'assorbimento degli specchi dato il loro coefficiente di riflessione non unitario, degli effetti dovuti alla diffrazione, che diventano problematici mano a mano che la sonda si allontana, e infine a causa del disallineamento delle superfici.

In aggiunta bisogna anche considerare l'effetto relativistico noto come effetto Doppler dei fotoni riflessi. L'effetto Doppler diminuisce l'energia dei fotoni, riducendone il momento ad ogni loro riflessione. Esso è uno dei principali motivi per cui il sistema di propulsione non è ancora in grado di accelerare una sonda a velocità relativistiche, anche se fossero ignorate tutte le altre cause di perdita di energia.

Nel caso di una cavità attiva di risonanza, l'effetto Doppler riduce il range di frequenze per cui può avvenire la risonanza del raggio riflesso, quindi limita il guadagno della cavità ottica rendendo poco efficiente il riciclo di fotoni.

Il guadagno della larghezza di banda, ricordando che si sta utilizzando un laser con lunghezza d'onda di 1064nm, è di conseguenza circa pari a 0.6nm. L'effetto Doppler impone

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

quindi $v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}c$, cioè la massima velocità a cui è portata la navicella è circa $0,06\% \cdot c$.

Per effetto Doppler, la navicella è sottoposta a lunghezze d'onda più lunghe mano a mano che si allontana dalla sorgente. Per ovviare al problema vengono presentate due proposte: la prima prevede che il laser cambi la sua lunghezza d'onda iniziale con una più corta gradualmente all'accelerare della sonda, in modo che la lunghezza d'onda ricevuta dalla vela sia costante. In alternativa il materiale riflettente di cui è costituita la vela deve essere a banda larga, cioè essa deve essere in grado di accettare uno spettro abbastanza ampio di frequenze.

2.2 WaferSat

2.2.1 Architettura e materiali

La scienza della fotonica del silicio ha avuto uno sviluppo considerevole negli ultimi anni, a seguito della richiesta sempre maggiore di circuiti integrati più performanti. Oggi si è in grado di realizzare un'intera navicella spaziale su un *wafer* con struttura a disco con diametro nominale di 100mm e spessore di circa $100\mu\text{m}$. La sua architettura si basa sul concetto di *Integrated Circuits, IC*, cioè tutte le componenti vengono realizzate sullo stesso blocco di materiale semiconduttore. In questo modo si hanno meno limiti nella miniaturizzazione dei circuiti dei dispositivi presenti nella sonda [12],[13].

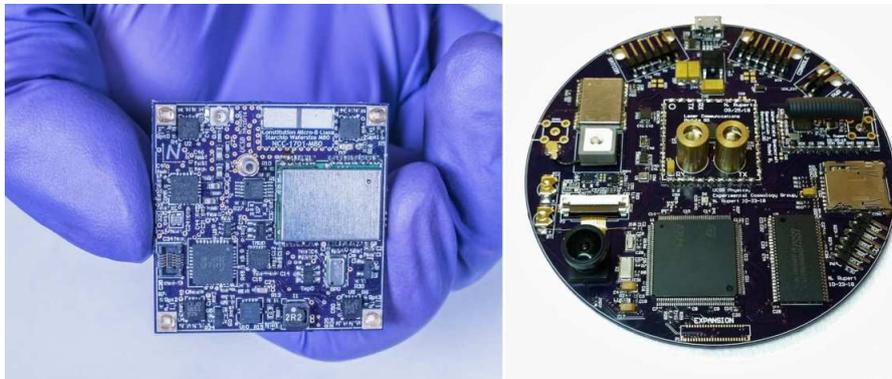


Figura 2.5: **A sinistra:** *wafer scale spacecraft* di terza generazione della UCSB, *University of California, Santa Barbara*, con comunicazione laser e sensori. **A destra:** WSS di quarta generazione con comunicazione laser bi-direzionale e altri sensori dedicati al LEO e applicazioni planetarie [3].

Il *wafer* è un circuito *embedded* nel quale sono integrati i componenti necessari a compiere una missione spaziale: uno spettrometro, magnetometro, una fotocamera MEMS (Micro-Electro-Mechanical System), un sistema di alimentazione autonomo, uno di comunicazione e uno di localizzazione. È infine presente un micro-ctrllore a basso consumo di potenza per gestire i circuiti presenti sulla sonda. A causa della lunga durata del viaggio e della possibile collisione con il mezzo interstellare, sul *wafer* vengono posti più processori e sensori indipendenti fra loro, che entrano in funzione in caso di guasto o malfunzionamento di uno di essi. Il *wafer* è sufficientemente grande per contenere 4 elementi di ridondanza.

Per raggiungere velocità relativistiche, il *wafer* deve essere estremamente leggero ma an-

che resistente alle ostilità presenti nel mezzo interstellare. Infatti su uno dei suoi lati viene implementata una struttura a nido d'ape a parete sottile, in grado di alleggerire il *wafer* e migliorare la sua integrità strutturale.

Il materiale scelto per la composizione del *wafer* è l'arseniuro di Gallio (GaAs), in quanto la sua mobilità elettrica elevata, permette di lavorare ad alte frequenze e quindi migliorare la logica circuitale. Inoltre è a basso consumo di potenza e altamente resistente.

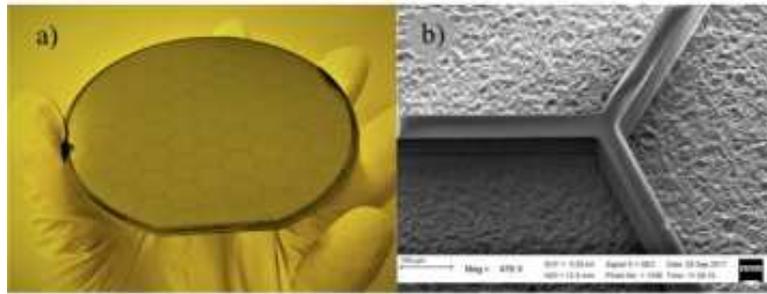


Figura 2.6: **(a)** Prototipo di un *waferSat* in silicio di diametro 100mm con inciso un modello a nido d'ape. **(b)** Dettaglio di un vertice della struttura a nido d'ape.

2.2.2 Generatore di energia autonomo

Per quanto riguarda il generatore di potenza autonomo implementato, si tratta di un generatore termoelettrico a radioisotopi (RTG), cioè il suo funzionamento si basa sul decadimento di isotopi radioattivi. Come isotopo si sceglie il Plutonio-238 (Pu-238), che ha una vita media più lunga ed è in grado di produrre 560mW/g di calore. Assumendo un'efficienza del 6.5% della conversione da energia termica a elettrica, si ottengono circa 25mW/g di energia. Al fine di ottenere 5mW alla conclusione della missione (20 anni) e sapendo che il Pu-238 ha tempo di dimezzamento di 87.74 anni, si ottiene la quantità iniziale di Pu-238 posta nel *wafer* all'inizio della missione: 0.275g. Tale volume si adatta perfettamente alle dimensioni richieste del *waferSat*.

Un'alternativa all'RTG può essere quella di dotare la sonda di un pannello fotovoltaico (PV). Un'opzione potrebbe essere quella di costruire un PV ibrido multigiunzione, cioè che sia in grado di assorbire la radiazione laser nella prima parte del viaggio e poi la banda larga della luce stellare. In alternativa è possibile utilizzare un PV a banda stretta che utilizza il laser array utilizzato per la propulsione della vela. Entrambi i casi aumentano

radicalmente la potenza a disposizione e quindi il data rate della comunicazione.

2.2.3 Controllo dell'orientazione della sonda nello spazio

Dopo il distaccamento da LEO, la sonda, priva di un sistema di propulsione autonomo, deve essere in grado di orientarsi nello spazio tridimensionale. Per far fronte a tale richiesta si dota il *waferSat* di almeno un propulsore di fotoni, che può essere un diodo LED o laser, per ogni lato della navicella. Essi, emanando fotoni tangenzialmente al *wafer*, sottopongono quest'ultimo a un momento torcente che genera la rotazione dello stesso. La spinta di ogni propulsore per unità di Watt è pari a $P/c = 3.3\text{nN/W}$. Assumendo che ad ogni propulsore venga messa a disposizione la stessa quantità di potenza P e che essi siano collocati su lati opposti del *wafer*, allora la spinta di ogni propulsore si trasforma direttamente in momento torcente.

Approssimando il *wafer* a un piano rettangolare, il suo momento di inerzia è

$$I_{wafer} = \frac{1}{12}mL^2 = \frac{1}{12}0.001(0.1)^2 \quad (2.4)$$

dove L è la lunghezza della parte rotante del piano, ipotizzando che si tratti di un *waferSat* quadrato di lato 10cm, e m è la massa del *wafer*. Quindi il momento torcente Γ è pari a

$$\Gamma = rF = 0.05m \cdot (3.33 \times 10^{-12}N) = 1.67 \times 10^{-13}Nm \quad (2.5)$$

e il *wafer* è sottoposto ad una accelerazione angolare α

$$\Gamma = I_{wafer}\alpha \Rightarrow \alpha = \frac{\Gamma}{I} = 2 \times 10^{-7}rad/sec^2/mW \quad (2.6)$$

Si ipotizzi di dedicare temporaneamente tutta la potenza presente sulla navicella, 5mW con efficienza di conversione da potenza elettrica a ottica del 76%, ai propulsori di fotoni, si ottiene un accelerazione angolare α'

$$\alpha' = 0.76 \cdot 5mW \cdot 2 \times 10^{-7}rad/sec^2/mW = 7.6 \times 10^{-7}rad/sec^2 \quad (2.7)$$

allora definiamo θ l'angolo di cui il *wafer* è stato ruotato

$$\theta = \omega t = \int_0^t \alpha' \tau d\tau = \frac{1}{2}\alpha' t^2 \quad (2.8)$$

Per ruotare il *wafer* di 45° è necessario un tempo t pari a

$$t = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha'}} = 24min \quad (2.9)$$

Dopo 24 min il *waferSat* avrà velocità angolare finale non nulla, ma spegnendo il propulsore che causa la rotazione e azionando quello opposto che impartisce una forza con stesso modulo ma verso opposto, si è in grado di annullare tale velocità angolare. Infatti dopo 48min, la navicella raggiunge i 90° di rotazione con velocità angolare finale nulla, utilizzando solamente una piccola quantità di energia.

2.3 Interazione con il mezzo interstellare

La navicella deve sopravvivere a un lungo viaggio a velocità $0.2c$, immersa nel mezzo interstellare (*ISM*, InterStellar Medium). È quindi necessario tener conto dell'interazione con il gas e la polvere interstellare presente nell'ISM. Esso è composto per il 99% da materiale gassoso, di cui 70% idrogeno e 28% elio, e il restante 2% è costituito da materiali più pesanti, che includono carbonio, ossigeno e ferro. Il restante 1% dell'ISM, la polvere interstellare, presenta anch'esso costituenti pesanti, come idrocarburi, silicati e grani amorfi di taglia inferiore a $1\mu\text{m}$ [14].

L'esposizione della sonda, che si muove a velocità relativistica, all'ISM risulta nell'accumulazione di atomi di gas in strati inferiori alla superficie più esterna della navicella spaziale. L'accumulazione di atomi di idrogeno e elio può portare alla formazione di rigonfiamenti e bolle superficiali che esplodendo determinano un'erosione dello strato superficiale della sonda.

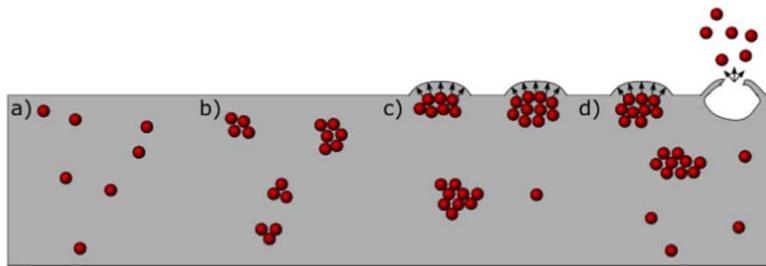


Figura 2.7: Illustrazione del processo di formazione delle bolle e della loro esplosione [14].

2.3.1 Strategie di mitigazione

È fondamentale calcolare la densità dell'ISM lungo il viaggio percorso dalla navicella, in modo da determinare il flusso di particelle a cui essa sarà esposta e quindi essere in grado di sviluppare efficienti strategie di mitigazione per portare a termine la missione. Dal momento che la sonda in esame deve avere una massa di circa 1g , non esistono meccanismi che possono essere implementati sulla navicella, in grado di deviare particelle

a velocità relativistiche. Quindi per il successo della missione interstellare è necessario adottare delle strategie di mitigazione in grado di gestire l'accumulazione di gas. Le analisi condotte fino ad ora propongono varie strategie per attenuare la formazione di bolle nel materiale. La prima opzione suggerisce di aumentare il coefficiente di diffusione o attraverso il calore o scegliendo in modo opportuno i materiali con cui costruire la sonda. Altre strategie prevedono di scegliere dei materiali come metalli liquidi, i quali sono resistenti agli effetti di accumulazione di gas, oppure materiali che riescono a gestire grandi quantità di concentrazione di gas, come materiali granulari o sinterizzati. Infine oltre ai materiali, anche la geometria della sonda può attenuare gli effetti collaterali dovuti all'interazione con l'ISM. Viene proposto infatti un design di tipo aghiforme, al fine di minimizzare la superficie frontale della navicella [15].

Capitolo 3

Vele spaziali multistrato

Grazie alla pressione di radiazione emessa da laser ad alta potenza, le vele laser sono in grado di raggiungere velocità relativistiche. A tal scopo la vela dev'essere ultrasottile, dell'ordine del grammo e capace di mantenere la stabilità quando accelerata da laser di intensità dell'ordine del MW/cm^2 che operano con lunghezza d'onda nel vicino-infrarosso. Una vela che gode di tali proprietà deve avere simultaneamente un basso coefficiente di assorbimento per le lunghezze d'onda appartenenti allo spettro ampliato per effetto Doppler nel vicino-infrarosso ed alta emissività per radiazione nel medio-infrarosso in modo da favorire il raffreddamento della vela.

3.1 Ottimizzazione della vela multistrato

La vela è una struttura multistrato composta da N diversi film sottili, scelti in modo da ottenere la massima riflettività, mantenendo basso l'assorbimento nel vicino-infrarosso, alta emissività nel medio-infrarosso e una massa dell'ordine del grammo. La sua grandezza caratteristica è espressa dal parametro D e α ne controlla la forma, in modo che la superficie sia $S = \alpha D^2$. Se si considera una navicella spaziale che trasporta un carico, un'analisi possibile dell'ottimizzazione della vela prevede il calcolo della figura di merito (*FOM, Figure Of Merit*) [5].

Definendo in modo esplicito la massa m , come $m = m_s + m_p = \alpha D^2 \rho_s + m_p$, dove m_s è la massa della vela, m_p la massa del carico e ρ_s è la densità d'area, è possibile scrivere

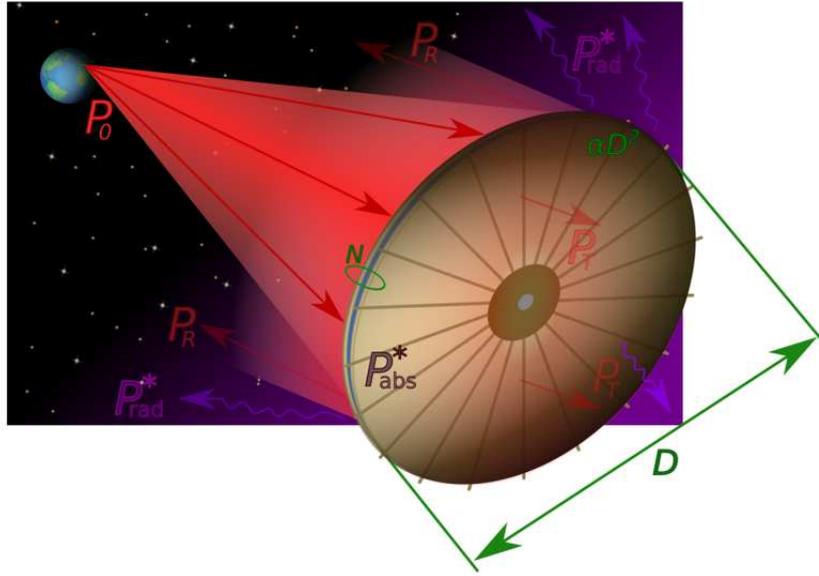


Figura 3.1: Rappresentazione di una vela multistrato: le frecce rosse rappresentano la potenza laser incidente, trasmessa e riflessa; le frecce viola indicano la radiazione termica emessa dalle superfici della vela [5].

un'espressione per le caratteristiche richieste per il sistema di propulsione laser $P_0 d_0$. Secondo studi del caso, la velocità massima della sonda è raggiunta quando $m_s = m_p$, allora unendo le formule (1.16) e (1.17), si ottiene

$$P_0 d_0 = 4\lambda_0 c^3 \sqrt{m_p} \sqrt{\alpha} \int_0^{\beta_f} \frac{\beta \gamma}{(1 - \beta)^2} \frac{\sqrt{\rho_s}}{(A + 2R)} d\beta = 4\lambda_0 c^3 \sqrt{m_p} \sqrt{\alpha} \cdot FOM(\rho_s, R, A) \quad (3.1)$$

dove $FOM(\rho_s, R, A)$ è la figura di merito. Essa ha lo scopo di ottimizzare l'efficienza della vela confrontandone diverse strutture, ignorando la massa del carico e allo stesso tempo imponendo delle specifiche sul sistema di propulsione laser. Essa riesce a riassumere il compromesso fra massa della vela e riflettività, indipendentemente da fattori come la massa del carico e la potenza incidente del laser. Questo permette di confrontare potenziali diverse strutture tenendo conto solamente della densità d'area ρ_s .

3.2 Proprietà ottiche dei materiali

I materiali considerati per la struttura multistrato sono Si (silicio), MgF_2 (fluoruro di magnesio), SiC (carburo di silicio), SiO_2 (ossido di silicio), Al_2O_3 (ossido di alluminio) e TiO_2 (diossido di titanio). Questi materiali trovano già ampie applicazioni nel campo dell'ottica e inoltre la loro bassa densità li rende degli ottimi candidati per la realizzazione di vele spaziali.

Le costanti ottiche dei materiali da considerare per la minimizzazione della figura di merito, sono parametri intrinseci del materiale, legati all'interazione fra materia e luce incidente, essi sono l'indice di rifrazione n e il coefficiente di estinzione k . La scelta dei substrati per la realizzazione della vela dipende da tali parametri e dallo spessore t del singolo film.

In generale, quando la luce impatta su un materiale, parte di essa viene assorbita. Per tener conto di questo fenomeno si definisce l'indice di rifrazione complesso

$$\bar{n} = n - jk \quad (3.2)$$

La parte reale di \bar{n} rappresenta l'indice di rifrazione, mentre la parte immaginaria k indica l'attenuazione subita dalla radiazione che si propaga attraverso il materiale.

La misurazione dei parametri n e k non viene effettuata direttamente, essi infatti sono calcolati indirettamente attraverso quantità che dipendono dalla stima della riflettanza $R(\lambda)$ e trasmittanza $T(\lambda)$. È immediato notare che questi parametri sono una funzione della lunghezza d'onda λ , infatti le misurazioni vengono fatte per un range di frequenze. Nel caso in analisi si considera lo spettro di lunghezze d'onda, traslato per effetto Doppler, nel vicino e medio infrarosso.

Perciò $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ e t si ricavano dalle misure di $R(\lambda)$ e $T(\lambda)$, utilizzando le equazioni di Fresnel per la riflessione e la trasmissione della radiazione all'interfaccia.

3.2.1 Cenni di teoria dei film sottili ottici

Il sistema in analisi può essere schematizzato come una struttura composta da ψ strati, dove l' m -esimo di essi ha spessore t_m , angolo di incidenza rispetto alla normale pari a θ_m e indice di rifrazione complesso $n_m + jk_m$. Nel caso in cui la vela si trovi immersa nel vuoto, gli indici di rifrazione del primo e dell'ultimo strato sono $n_1 + jk_1 = n_\psi + jk_\psi = 1$ [16].

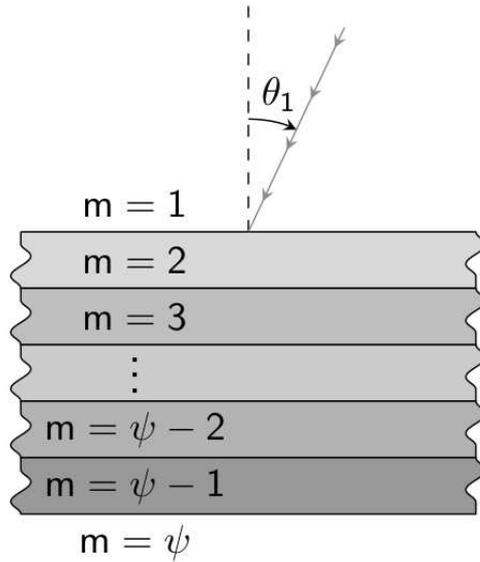


Figura 3.2: Rappresentazione schematica di una struttura multistrato con ψ film [16].

Ogni radiazione può essere rappresentata come composizione di due onde elettromagnetiche polarizzate linearmente su due piani ortogonali fra loro. Quindi è possibile esprimere l'onda incidente come combinazione lineare di un'onda polarizzata sul piano di incidenza (p) e una sul piano perpendicolare ad esso, (s) [17].

I coefficienti di Fresnel per riflessione (r) e trasmissione (t), sono utilizzati per determinare le componenti dell'onda elettromagnetica incidente sulla superficie di un materiale, lungo le componenti (p) e (s). Allora per ogni superficie di discontinuità si ha

$$r_{s,m} = \frac{n_m \cos(\theta_m) - n_{m+1} \cos(\theta_{m+1})}{n_m \cos(\theta_m) + n_{m+1} \cos(\theta_{m+1})} \quad (3.3)$$

$$t_{s,m} = \frac{2n_m \cos(\theta_m)}{n_m \cos(\theta_m) + n_{m+1} \cos(\theta_{m+1})} \quad (3.4)$$

$$r_{p,m} = \frac{n_m \cos(\theta_{m+1}) - n_{m+1} \cos(\theta_m)}{n_m \cos(\theta_{m+1}) + n_{m+1} \cos(\theta_m)} \quad (3.5)$$

$$t_{p,m} = \frac{2n_m \cos(\theta_m)}{n_m \cos(\theta_{m+1}) + n_{m+1} \cos(\theta_m)} \quad (3.6)$$

I coefficienti di Fresnel definiscono i coefficienti di riflettanza R e trasmittanza T , i quali sono sfruttati per descrivere la potenza rispettivamente riflessa e trasmessa per la radiazione incidente sulla superficie di un materiale. Essi si ottengono come segue

$$R_s = |r_s|^2 \quad (3.7)$$

$$T_s = |t_s|^2 \frac{\Re(n_\psi \cos(\theta_\psi))}{\Re(n_1 \cos(\theta_1))} \quad (3.8)$$

$$R_p = |r_p|^2 \quad (3.9)$$

$$T_p = |t_p|^2 \frac{\Re(n_\psi \cos(\theta_\psi))}{\Re(n_1 \cos(\theta_1))} \quad (3.10)$$

e data la relazione (1.13) è possibile esprimere anche i coefficienti di assorbimento

$$A_s = 1 - R_s - T_s \quad (3.11)$$

$$A_p = 1 - R_p - T_p \quad (3.12)$$

3.2.2 Coefficienti ottici

Nelle figure (3.3) e (3.4) sono riportati i parametri ottici dei materiali in analisi.

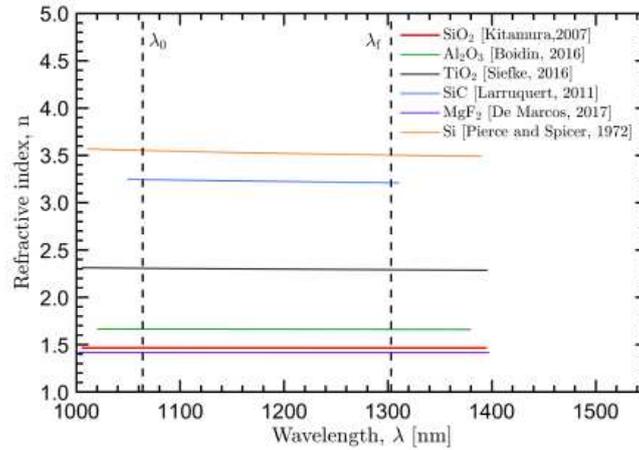


Figura 3.3: Indice di rifrazione n dei materiali in analisi per lunghezze d'onda shiftate per effetto Doppler [5].

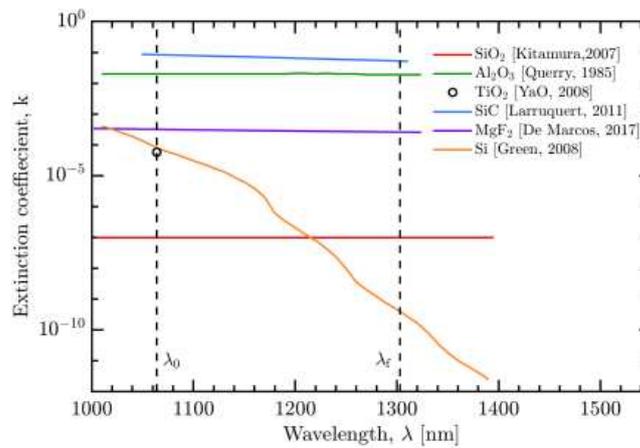


Figura 3.4: Coefficiente di estinzione k dei materiali in analisi per lunghezze d'onda shiftate per effetto Doppler [5].

Il coefficiente k , riportato in figura (3.4), rappresenta il massimo valore raggiunto per ogni lunghezza d'onda considerata. D'altro canto analizzando il grafico si osserva che il valore del coefficiente di estinzione non contribuisce in modo significativo alla variazione della FOM , dati i suoi valori piuttosto bassi.

La scelta dei materiali per la composizione della vela si divide in due momenti. Il primo consiste nel simulare una pila di strati, accoppiando il materiale in analisi con il vuoto. Si fornisce così un *upper-bound* alle performance ottenibili, in quanto si produce una struttura ideale. In un secondo momento si testano varie combinazioni di materiali, variando anche il numero N di strati.

I risultati ottenuti sono riportati nelle figure (3.5) e (3.6). Si osserva che nel grafico in figura (3.5), la figura di merito diminuisce all'aumentare del numero di substrati N , per le strutture che coinvolgono SiO_2 , Al_2O_3 e MgF_2 . Nel caso in cui si considerano strutture reali, il trend della FOM , riportato in figura (3.6), resta quasi inalterato all'aumentare dei film sottili utilizzati da un numero pari a un numero dispari.

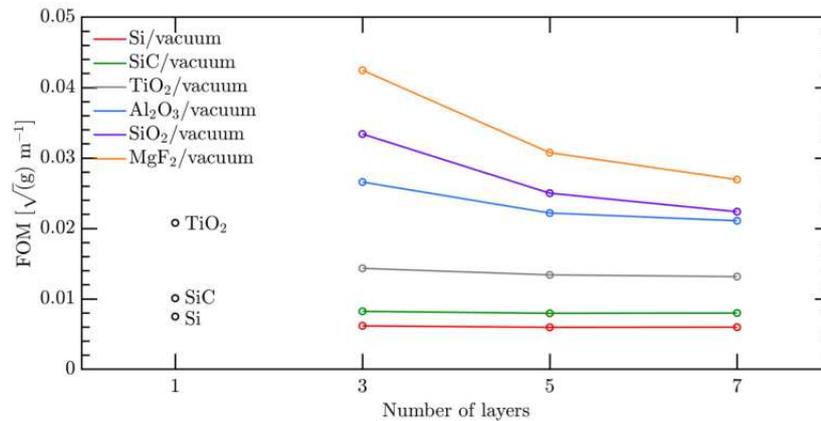


Figura 3.5: Valori della FOM per strutture del tipo *materiale/vuoto* per un valore crescente di N [5].

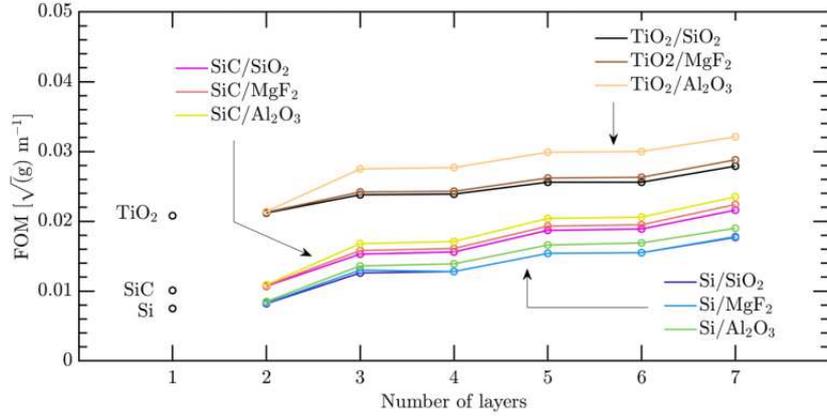


Figura 3.6: Valori della FOM per strutture del tipo $materiale_1/materiale_2$ per un valore crescente di N [5].

I parametri che determinano il valore della figura di merito delle strutture multistrato sono la riflettanza R e la densità areale ρ_s . Quest'ultima può essere calcolata come

$$\rho_s = \sum_i \rho_i t_i \quad (3.13)$$

dove ρ_i è la densità d'area dell' i -esimo strato di spessore t_i . Nella tabella in figura (3.7) vengono descritti tali parametri per ogni struttura. Per un dato numero N di strati, a piccoli valori di densità d'area ρ_s corrispondono basse FOM , coerentemente con le analisi svolte in precedenza riassunte in (3.1).

La prima cosa che si osserva è che l'ottimizzazione delle strutture composte da un numero pari di strati, porta sempre a uno spessore dell'ultimo strato pari a 10nm, il quale è stato impostato come valore minimo accettato dall'algoritmo. Quindi per le strutture composte da un numero pari di strati, l'aumentare dello spessore dell'ultimo di essi, tende a degradare il valore della figura di merito.

Le strutture che minimizzano la figura di merito sono quelle con un numero dispari di strati, in particolare per $N = 1, 3$ la FOM ha i valori più bassi. In termini di efficienza di propulsione, le strutture con $N = 2, 4, 6$ corrispondono ai casi peggiorativi dei sistemi con $N = 1, 3, 5$, infatti l'aggiunta dell'ultimo strato tende sempre ad aumentare il valore della FOM .

Si nota inoltre che i materiali utilizzati come singolo strato di base di strutture multistrato sono quelli con indice di rifrazione maggiore, ossia Si , SiC e TiO_2 .

Structure	ρ [g cm ⁻³]	t_{opt} [nm]	ρ_s [g m ⁻²]	FOM [\sqrt{g} m ⁻¹]
Si	2.33	52	0.135	0.0074
SiC	3.24	61	0.198	0.0101
TiO ₂	4.23	104	0.440	0.0208
Al ₂ O ₃	3.95	157	0.6202	0.0509
SiO ₂	2.65	181	0.480	0.0736
MgF ₂	3.15	188	0.592	0.0965
Si/SiO ₂	2.33/2.65	56/10	0.157	0.0082
Si/MgF ₂	2.33/3.15	57/10	0.164	0.0083
Si/TiO ₂	2.33/4.23	55/10	0.170	0.0085
Si/Al ₂ O ₃	2.33/3.95	57/10	0.172	0.0085
SiC/SiO ₂	3.24/2.65	64/10	0.234	0.0107
SiC/MgF ₂	3.24/3.15	63/10	0.236	0.0108
SiC/Al ₂ O ₃	3.24/3.95	63/10	0.244	0.0109
SiC/TiO ₂	3.24/4.23	60/10	0.237	0.0108
TiO ₂ /SiO ₂	4.23/2.65	102/10	0.458	0.0212
TiO ₂ /MgF ₂	4.23/3.15	103/10	0.467	0.0213
TiO ₂ /Al ₂ O ₃	4.23/3.95	101/10	0.467	0.0214
Si/SiO ₂ /Si	2.33/2.65	88/96/89	0.668	0.0126
SiC/SiO ₂ /SiC	3.24/2.65	85/142/88	0.937	0.0153
TiO ₂ /SiO ₂ /TiO ₂	4.23/2.65	121/203/121	1.562	0.0238
Si/SiO ₂ /Si/SiO ₂	2.33/2.65	89/97/87/10	0.694	0.0128
SiC/SiO ₂ /SiC/SiO ₂	3.24/2.65	98/113/97/10	0.958	0.0156
TiO ₂ /SiO ₂ /TiO ₂ /SiO ₂	4.23/2.65	121/205/117/10	1.5765	0.0239

Figura 3.7: Valori dei parametri ottimizzati: densità volumetrica ρ , spessore ottimo t_{opt} , densità d'area ρ_s e FOM [5].

3.2.3 Modello ottico di un materiale ibrido con MoS_2 e Al_2O_3

La scelta dei materiali per la realizzazione della vela si basa sulle proprietà intrinseche al materiale stesso, ossia sui loro coefficienti ottici. tuttavia non è facile reperire dalla letteratura tali valori per materiali in film sottili sottoposti a lunghezze d'onda nell'infrarosso. Di seguito viene proposto un materiale ibrido composto da solfuro di molibdeno e ossido di alluminio, che potrebbe prestarsi come potenziale candidato per la realizzazione di vele spaziali.

Come introdotto in precedenza, la struttura della vela multistrato ha almeno $N = 3$ strati. Si può quindi ipotizzare di avere una struttura composta da un film centrale di solfuro di molibdeno (MoS_2) e due strati più esterni di ossido di alluminio (Al_2O_3) [18].

Una simile struttura permette di sfruttare le proprietà ottiche di entrambi i materiali: il solfuro di molibdeno è altamente riflettente per le lunghezze d'onda emesse dal sistema di propulsione, mentre l'ossido di alluminio presenta un basso assorbimento per le frequenze in analisi e alta emissività per lunghezze d'onda più lunghe.

Applicando Al_2O_3 su entrambi i lati del solfuro di molibdeno si raddoppia l'area in grado di emettere radiazione, perciò si diminuisce ulteriormente la temperatura della vela.

Infine MoS_2 e Al_2O_3 sono materiali molto resistenti allo stress e agli sforzi e hanno alte temperature di sublimazione nel vuoto.

Si utilizza un modello ottico semplificato che esprime le proprietà spettroscopiche della struttura a triplo strato, nell'equivalente di un sistema composto da un solo strato di materiale ibrido. Tale modello fa uso della media pesata

$$n_{\lambda,s} = \chi n_{\lambda,M} + (1 - \chi)n_{\lambda,A} \quad (3.14)$$

e

$$k_{\lambda,s} = \chi k_{\lambda,M} + (1 - \chi)k_{\lambda,A} \quad (3.15)$$

dove s , M e A denotano i valori rispettivamente della struttura a singolo strato di materiale ibrido, del solfuro di molibdeno e dell'ossido di alluminio. Mentre χ è lo spessore del film, che viene scelto in modo da ottimizzare le proprietà ottiche e strutturali del sistema. Lo spessore nominale di un film di Al_2O_3 , imposto dai limiti di fabbricazione e dai vincoli ottici, è di $t_A = 10\text{nm}$. I due film di spessore t_A sono posti come superfici esterne di uno strato *core* di solfuro di molibdeno di spessore variabile. A tale scopo nell'analisi si utilizza un peso $\chi = 0.9$.

Con questi parametri si ottengono i coefficienti ottici riportati nelle figure (3.8) e (3.9) per le lunghezze d'onda emesse dal sistema di propulsione laser, mentre in figura (3.10) sono disponibili tutte le informazioni spettroscopiche per l'intero range di lunghezze d'onda.

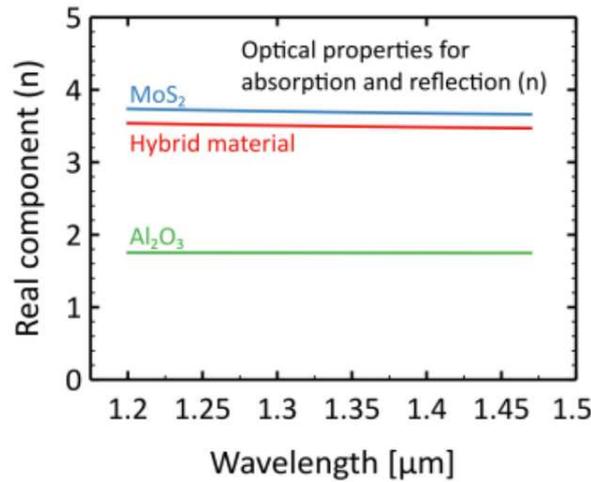


Figura 3.8: Parte reale dell'indice di rifrazione di MoS_2 , Al_2O_3 e del materiale ibrido, per il range di frequenze del laser shiftate per effetto Doppler [16].

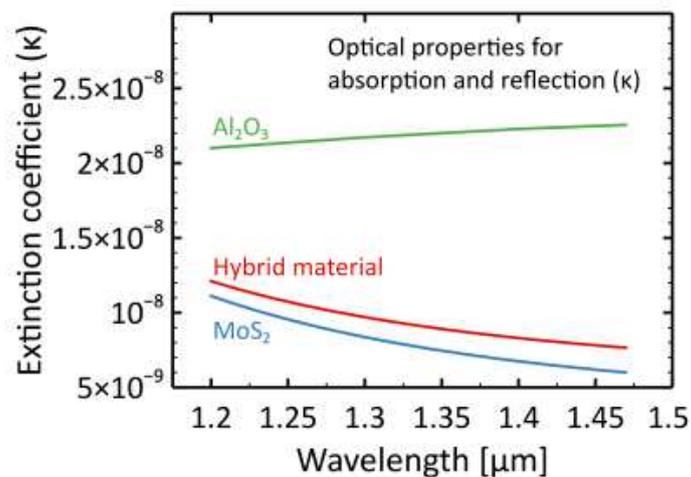


Figura 3.9: Parte immaginaria dell'indice di rifrazione di MoS_2 , Al_2O_3 e del materiale ibrido, per il range di frequenze del laser shiftate per effetto Doppler [16].

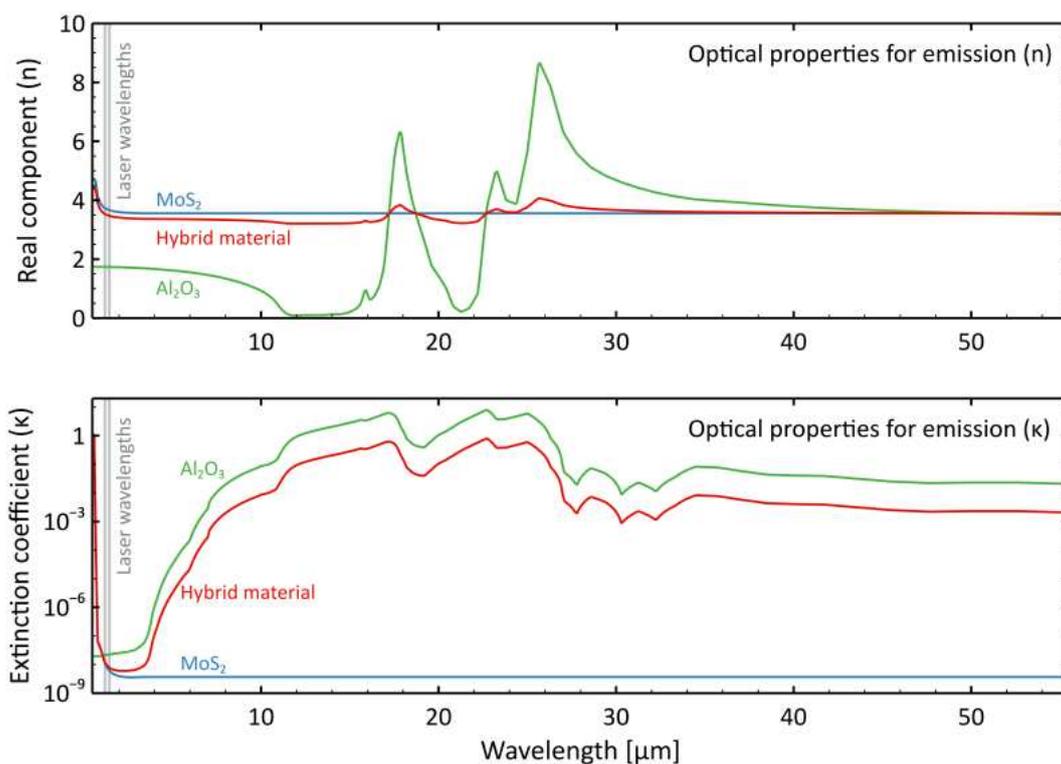


Figura 3.10: Parte reale e immaginaria dell'indice di rifrazione di MoS_2 , Al_2O_3 e del materiale ibrido, per il range di frequenze completo per cui sono disponibile tutte le informazioni spettroscopiche. La zona verticale grigia mostra le frequenze laser shiftate per effetto Doppler [16].

3.2.4 Ulteriori considerazioni sull'ottimizzazione della vela

Integrando l'equazione (1.15) si ottiene il tempo necessario a raggiungere la velocità finale β_f

$$t = \frac{2\rho_s c^2}{I_0} \left(\int_0^{\beta_f} \frac{\gamma}{(1-\beta)^2(A+2R)} d\beta \right) = t_c \cdot \xi \quad (3.16)$$

In (3.16) si è ipotizzato di lavorare in condizioni ottime per la massa, cioè $m_s = m_p$, e m è stata sostituita con $m = 2\rho_s S$. Inoltre ponendo $P_0 = SI_0$, l'equazione che si ottiene è indipendente dalla superficie della vela, mentre è espressa in funzione dell'irraggiamento I_0 . Il tempo t è espresso come prodotto di due termini: t_c e ξ . Il primo parametro $t_c = \frac{2\rho_s c^2}{I_0}$ è il tempo caratteristico del sistema, mentre ξ è un termine adimensionale che dipende dalle proprietà ottiche della vela. Esso raggiunge il suo minimo, pari a 0.1261, nel caso di superficie perfettamente riflettente, cioè $R = 1$ e $A = 0$.

Osservando la figura (3.11), il tempo di accelerazione minore è associato alle strutture

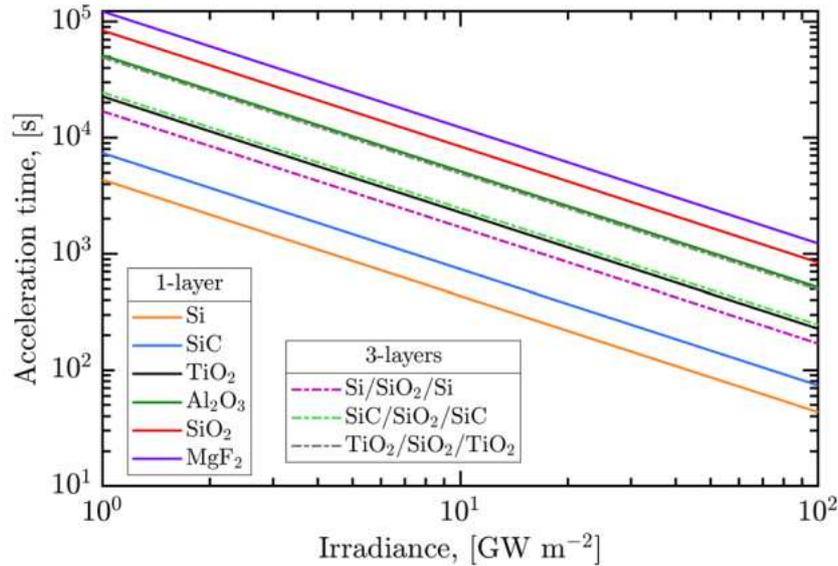


Figura 3.11: Tempo di accelerazione della vela per raggiungere la velocità finale β_s in funzione dell'irraggiamento del raggio laser [5].

il cui strato di base è il silicio, ossia alle strutture a cui corrisponde una bassa figura di merito. Mentre le disposizioni che coinvolgono il TiO_2 presentano tempi maggiori.

Quindi in generale, dato un certo I_0 , le strutture con bassa densità d'area ρ_s , hanno tempi di accelerazione più bassi. Tuttavia, considerando m_p la massa del carico, la superficie della vela è data da $S = m_p/\rho_s$, perciò una bassa densità areale impone grandi dimensioni

della vela.

Si conclude quindi che le coppie di materiali con alto contrasto ottico, richiedono bassi spessori, diminuendo così la densità ρ_s e aumentando l'efficienza della propulsione fornita dalla radiazione. Infine quindi i materiali più promettenti sono il silicio e il carburo di silicio. Nel primo caso la velocità finale è raggiunta dopo un tempo $t = 4336s$ dato un irraggiamento $I_0 = 1GW$ o $t = 43s$ se $I_0 = 100GW$. Per le strutture basate su *SiC*, il tempo è $t = 7372s$ se $I_0 = 1GW$ o $t = 74s$ se $I_0 = 100GW$.

3.3 Stabilità termica della vela

Oltre alla stabilità strutturale della vela è essenziale studiarne anche la stabilità termica in quanto è quella che permette la scelta di materiali in grado di sopravvivere il processo di accelerazione. L'energia emessa dal sistema di propulsione passa attraverso la vela come potenza assorbita e viene rilasciata come potenza irradiata [19].

La potenza assorbita dalla vela si esprime come

$$P_{abs} = I_0 S \frac{1 - \beta}{1 + \beta} A(\lambda_0, \beta) \quad (3.17)$$

e dato che la vela è un dispositivo passivo, la potenza irradiata è

$$P_{rad} = S \cdot \int_{\lambda} \epsilon_{\lambda}(T, \lambda) \cdot E_{b,\lambda}(T, \lambda) d\lambda \quad (3.18)$$

dove ϵ_{λ} è l'emissività spettrale e $E_{b,\lambda}$ è l'emittanza spettrale di un corpo nero.

L'evoluzione della temperatura dipende dal tempo e la si ottiene per via numerica dall'equazione

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P_{abs} - P_{rad}}{C_{sail}} \quad (3.19)$$

con $C_{sail} = \sum_i m_i c_i$ la capacità termica della vela espressa come somma delle capacità termiche di ogni strato i di massa m_i . Si può dimostrare che l'equilibrio termico della vela è indipendente dalla sua superficie S , esso dipende solo dall'irraggiamento I_0 .

3.3.1 Analisi termica dei materiali

Al fine di ottenere una descrizione completa della temperatura della vela durante il periodo di accelerazione è necessario avere una conoscenza precisa dell'indice di rifrazione dei materiali coinvolti nella composizione della vela stessa. In generale la parte reale dell'indice di rifrazione n è reperibile in letteratura con abbastanza precisione su tutto lo spettro, mentre il coefficiente di estinzione k non è disponibile per lo spettro completo di lunghezze d'onda necessario per compiere l'analisi della stabilità termica, e se disponibile, è noto con poca accuratezza.

I coefficienti di estinzione k disponibili sono riportati in figura (3.4) e (3.12).

I materiali che riescono a sostenere in modo efficiente alte temperature sono i materiali

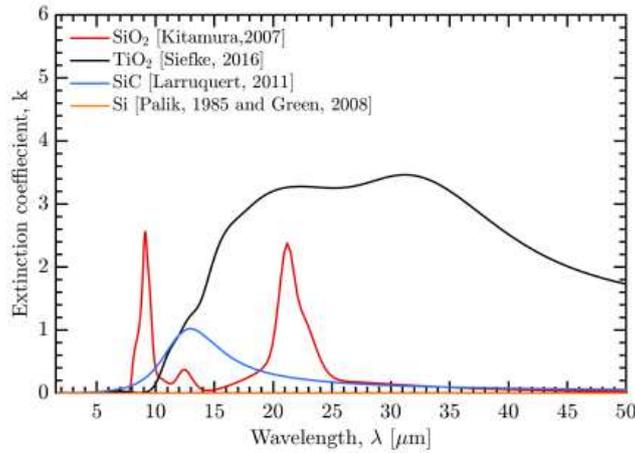


Figura 3.12: Coefficiente di estinzione k dei materiali in analisi nell'infrarosso [5].

dielettrici come TiO_2 e SiO_2 . I materiali semiconduttori invece, come Si e SiC , ottengono coefficienti di estinzione dell'ordine di $10^{-9} \div 10^{-10}$ oltre il *band-gap*. Bisogna però tener conto che il valore del *band-gap* dipende dalla temperatura e l'aumento di quest'ultima implica una rapida crescita dell'assorbimento. Quindi nel caso in cui il *band-gap* fosse incluso nello spettro traslato per effetto Doppler del laser incidente, la vela non sarebbe stabile dal punto di vista termico anche per piccoli valori di I_0 . Per esempio, nel caso del silicio, si osserva che il coefficiente k diminuisce mano a mano che la lunghezza d'onda aumenta. Tuttavia la lunghezza d'onda del laser, $\lambda_0 = 1064\text{nm}$, appartiene al *band-gap* del silicio perciò si può dedurre che tutte le strutture che coinvolgono Si non forniranno performance efficienti dal punto di vista di stabilità termica.

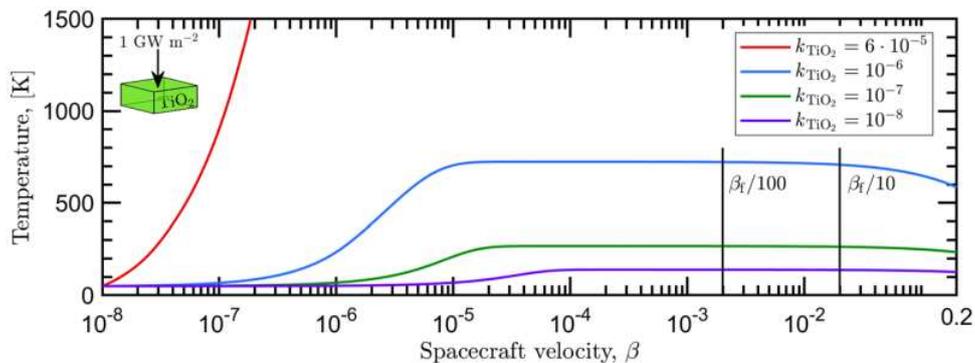


Figura 3.13: Evoluzione termica della vela composta da un singolo strato di TiO_2 durante il periodo di accelerazione con un laser di irradianza $I_0 = 1\text{GWm}^{-2}$ [5].

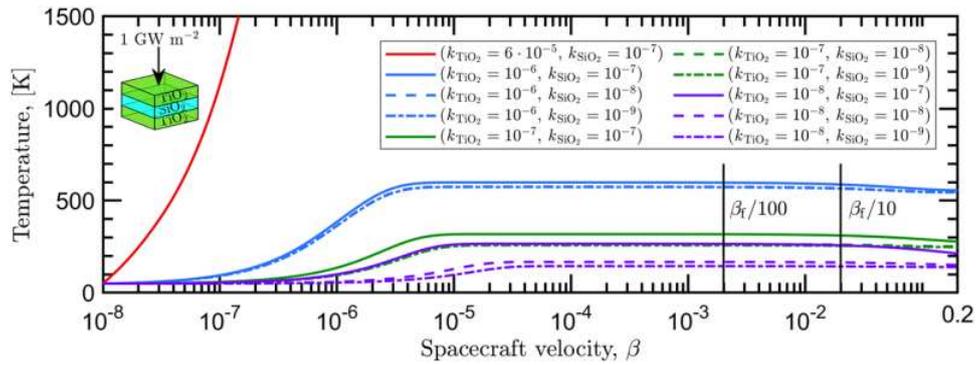


Figura 3.14: Evoluzione termica della vela composta da un triplo strato di $TiO_2/SiO_2/TiO_2$ durante il periodo di accelerazione con un laser di irradianza $I_0 = 1GWm^{-2}$ [5].

Nelle figure (3.13) e (3.14) sono riportate le evoluzioni termiche delle strutture in funzione di β nel caso in cui la vela sia accelerata da un sistema di propulsione posto oltre l'atmosfera, con irradianza $I_0 = 1GWm^{-2}$ e temperatura iniziale $T = 50K$. Si notano immediatamente le notevoli proprietà di stabilità termica dei materiali analizzati. L'utilizzo di una struttura multistrato può migliorare ulteriormente tali proprietà, infatti la temperatura diminuisce all'aumentare del numero di strati del sistema. Tuttavia tale aumento, implica un innalzamento del valore della figura di merito, perciò non è conveniente utilizzare più di 3 strati. Infatti una struttura a singolo-strato ha uno spessore di 104nm, mentre quella triplo-strato di 445nm, ma se per esempio si utilizzassero 7 strati, lo spessore del sistema raggiungerebbe $1.1\mu m$.

Infine è importante notare che la temperatura iniziale non influenza l'evoluzione termica della struttura.

3.4 Fabbricazione

Le analisi sviluppate fino ad ora sull'ottimizzazione della struttura di merito, propongono varie strutture per la costruzione della vela. Tuttavia è l'analisi termica che determina l'effettiva praticabilità della realizzazione di tali strutture proposte. Perciò i sistemi adottati non sono i più efficienti, ma quelli in grado di sopravvivere il viaggio interstellare. Progettare dei materiali con coefficienti di estinzione k bassi nel range di frequenze shiftate per effetto Doppler del sistema di propulsione, permetterebbe di utilizzare laser di potenza pari ad almeno 10GW, fino a 100GW, così da poter ridurre ulteriormente i tempi di accelerazione.

Durante la realizzazione della vela è importante ricordare che i materiali coinvolti devono essere nella forma di film sottili, a causa dei forti vincoli imposti sulla massa della navicella spaziale. Esistono già vari processi di deposizione di film sottili ottici su aree dell'ordine del metro, raccolti in due categorie, a seconda della tecnica sono fisici o chimici [20].

Uno dei processi di realizzazione di film sottili più diffuso è il *PVD* (*Physical Vapor deposition*). È un processo di deposizione dei film sottili ottici nel quale gli atomi o molecole di un materiale vengono vaporizzate in una camera a vuoto da una sorgente solida e condensate una a una sulla superficie di un substrato. Il risultato è un film sottile con spessore compreso tra 0,1 – 100nm, estremamente puro e realizzato con la tecnica di deposizione con più basso impatto ambientale.

Uno dei principali vantaggi di questa tecnica di produzione è quello di far sì che gli strati depositati siano resistenti e duraturi. Inoltre i *coatings* depositati con la tecnica *PVD* godono di ampia tolleranza di alte temperature e sono estremamente resistenti agli urti.

Conclusione

In conclusione si può affermare che è possibile iniziare a discutere, progettare e realizzare un programma che utilizza sistemi di propulsione fotonica per accelerare navicelle spaziali a velocità relativistiche.

Nel primo capitolo si è analizzata la dinamica della sonda accelerata fino a velocità pari a $0.2c$. Si è discusso anche della stabilità della vela durante il periodo di accelerazione, concludendo che la forma più performante, cioè quella piana, non è la migliore dal punto di vista dell'equilibrio. Per questo si adotta una vela a forma di iperboloide, il quale gode intrinsecamente di proprietà stabilizzanti che riescono a sopperire a l'asimmetria del fascio laser.

Nel secondo capitolo sono stati esposti dei possibili sistemi di propulsione in grado di portare la sonda a velocità proporzionali a quelle della luce. I sistemi proposti, ad energia diretta e/o basati sul riciclo di fotoni, sono in grado di rimuovere i limiti imposti dai classici sistemi di propulsione, come quelli chimici e ionici.

Un'altra caratteristica della sonda è quella di essere estremamente leggera, dell'ordine del grammo. A questo scopo è necessario controllare in modo preciso la massa delle varie componenti, cioè del *waferSat* e della vela.

Nel terzo capitolo viene analizzata una delle possibili strutture della vela, ossia una vela spaziale multistrato ultrasottile. Viene posta particolare attenzione ai materiali di cui è composta, i quali devono essere in grado di dotare la struttura di un basso coefficiente di assorbimento per le frequenze appartenenti allo spettro ampliato per effetto Doppler del sistema di propulsione nel vicino infrarosso e alta emissività nel medio infrarosso, per garantire il raffreddamento della vela. I materiali più promettenti sono il diossido di titanio (TiO_2) per le strutture a singolo strato e l'ossido di silicio (SiO_2) come secondo materiale per le strutture multistrato. Queste ultime sono anche quelle che assicurano più stabilità

dal punto di vista termico e della resistenza della vela, la quale deve far fronte a un viaggio attraverso il mezzo interstellare.

Appendice

Equazione (1.3)

Data l'equazione (1.1) e sapendo che $p = E/c$ e l'energia totale relativistica è $\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$, dall'equazione (1.2) si ottengono le relazioni

$$\frac{E_0}{c} - \frac{E_f}{c} + \sqrt{p_0^2 + m^2c^2} = \sqrt{p_f^2 + m^2c^2} \quad (3.20)$$

$$-\frac{E_f}{c} = \frac{E_0}{c} + p_0 - p_f \quad (3.21)$$

Si sostituisce l'equazione (3.21) in (3.20) elevata al quadrato e si ottiene

$$\begin{aligned} & \left(2\frac{E_0}{c} + p_0 - p_f\right)^2 + p_0^2 + m^2c^2 + 2\left(2\frac{E_0}{c} + p_0 - p_f\right)\sqrt{p_0^2 + m^2c^2} = p_f^2 + m^2c^2 \\ & \left(2\frac{E_0}{c} + p_0\right)^2 + p_f^2 - 2\left(2\frac{E_0}{c} + p_0\right)p_f + 2\left(2\frac{E_0}{c} + p_0\right)\sqrt{p_0^2 + m^2c^2} + \\ & - 2p_f\sqrt{p_0^2 + m^2c^2} + p_0^2 = p_f^2 \\ & p_f\left(2\frac{E_0}{c} + p_0 + \sqrt{p_0^2 + m^2c^2}\right) = 2\frac{E_0^2}{c^2} + 2\frac{E_0p_0}{c} + \left(2\frac{E_0}{c} + p_0\right)\sqrt{p_0^2 + m^2c^2} \\ & p_f\left(4\frac{E_0^2}{c^2} + 4\frac{E_0p_0}{c} - m^2c^2\right) = \left(2\frac{E_0}{c} + p_0\right)\left(2\frac{E_0^2}{c^2} + 2\frac{E_0p_0}{c} - m^2c^2\right) + \\ & + \sqrt{p_0^2 + m^2c^2}\left(2\frac{E_0^2}{c^2} + 2\frac{E_0p_0}{c}\right) \end{aligned}$$

da cui

$$\begin{aligned} p_f = & \left(\frac{4E_0^2}{c^2} + \frac{4E_0p_0}{c} - m^2c^2\right)^{-1} \left(\frac{4E_0^3}{c^2} + \frac{6E_0^2p_0}{c^2} + p_0\left(2\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2}(p_0^2 + m^2c^2)} - m^2c^2\right) + \right. \\ & \left. + 2E_0\left(\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2}(p_0^2 + m^2c^2)} - m^2c + \frac{p_0^2}{c}\right)\right) \end{aligned}$$

Equazione (1.6)

$$\begin{aligned}
 p_f &= \left(\frac{4E_0^2}{c^2} + \frac{4E_0p_0}{c} - m^2c^2 \right)^{-1} \left(\frac{4E_0^3}{c^2} + \frac{6E_0^2p_0}{c^2} + p_0 \left(2\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2}(p_0^2 + m^2c^2)} - m^2c^2 \right) + \right. \\
 &\quad \left. + 2E_0 \left(\sqrt{\frac{E_0^2}{c^2}(p_0^2 + m^2c^2)} - m^2c + \frac{p_0^2}{c} \right) \right) = \\
 &\approx \left(m^2c^2 \left(4\frac{E_0p_0}{m^2c^3} - 1 \right) \right)^{-1} m^2c^2 \left(p_0 \left(2\frac{E_0}{m^2c^3} \sqrt{p_0^2 + m^2c^2} - 1 \right) - 2\frac{E_0}{m^2c^2} (m^2c^2 - p_0^2) \right) = \\
 &= \left(m^2c^2 \left(4\frac{E_0p_0}{m^2c^3} - 1 \right) \right)^{-1} m^2c^2 \left(2\frac{p_0E_0}{mc^2} \sqrt{1 + \frac{p_0^2}{m^2c^2}} - 2\frac{E_0}{mc^2} \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2} \right) mc - p_0 \right)
 \end{aligned}$$

Sviluppando in serie di Taylor $\frac{4E_0p_0}{m^2c^3}$ e arrestandosi al primo ordine si ottiene

$$\begin{aligned}
 p_f &= \left(p_0 + 2\frac{E_0}{mc^2} \left(1 - \frac{p_0}{m^2c^2} \right) mc - 2\frac{p_0E_0}{mc^2} \sqrt{1 + \frac{p_0}{m^2c^2}} \right) \left(1 + 4\frac{p_0}{mc} \frac{E_0}{mc^2} \right) = \\
 &\approx p_0 + 2\epsilon \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2} \right) mc - 2p_0\epsilon \sqrt{1 + \frac{p_0^2}{m^2c^2}} + 4\frac{p_0^2}{mc}\epsilon = \\
 &= p_0 + \frac{2}{m}\epsilon \left(m^2c \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2} \right) - p_0m \sqrt{1 + \frac{p_0^2}{m^2c^2}} + 2\frac{p_0^2}{c} \right) = \\
 &= p_0 + \frac{2}{m}\epsilon \left(m^2c - \frac{p_0^2}{c} - p_0 \sqrt{m^2 + \frac{p_0^2}{c^2}} + 2\frac{p_0^2}{c} \right) = \\
 &= p_0 + 2 \left(\frac{m^2c + \frac{p_0^2}{c} - p_0 \sqrt{m^2 + \frac{p_0^2}{c^2}}}{m} \right) \epsilon + o(\epsilon^2)
 \end{aligned}$$

quindi

$$\Delta p = p_f - p_0 = 2 \left(\frac{m^2c + \frac{p_0^2}{c} - p_0 \sqrt{m^2 + \frac{p_0^2}{c^2}}}{m} \right) \epsilon + o(\epsilon^2)$$

Equazione (1.8)

Si ricorda che la quantità di moto relativistica si esprime come $p = \gamma mv$ con $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ fattore di Lorentz e $\beta = v/c$.

Partendo da (1.5) si sostituisce il termine Δp con l'equazione (1.6)

$$\begin{aligned}
 \frac{dp}{dt} &= \frac{d(\gamma mv)}{dt} = cm \frac{d(\gamma\beta)}{dt} = cm \frac{d}{dt} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \\
 &= mc \frac{\sqrt{1-\beta^2}\dot{\beta} + \beta(1-\beta^2)^{3/2}\dot{\beta}}{1-\beta^2} = mc \frac{\dot{\beta}(1+\beta^2(1-\beta^2))}{\sqrt{1-\beta^2}} = \\
 &= mc \left(\frac{\dot{\beta}}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{\dot{\beta}\beta^2}{(1-\beta^2)^{3/2}} \right) = mc \frac{(1-\beta^2)\dot{\beta} + \beta^2\dot{\beta}}{(1-\beta^2)^{3/2}} = \\
 &= mc \frac{\dot{\beta}}{(1-\beta^2)^{3/2}} \tag{3.22}
 \end{aligned}$$

da cui, sostituendo $\frac{dp}{dt}$ con il valore riportato nell'equazione (1.7) segue

$$\frac{d\beta}{dt} = \left(\frac{(1-\beta^2)^{3/2}}{mc} \right) \frac{dp}{dt} = \frac{2\Gamma E_0(1-\beta^2)^{3/2}}{mc^2} \frac{1-\beta}{1+\beta} = \frac{2P}{mc^2\gamma^3} \frac{1-\beta}{1+\beta}$$

dove per l'ultimo passaggio si è sfruttato che $P = \Gamma E_0$

Equazione (1.7)

Sostituendo l'equazione (1.8) in (3.22) si ottiene

$$\frac{dp}{dt} = mc\gamma^3\dot{\beta} = mc\gamma^3 \frac{2P}{mc\gamma^3} \frac{1-\beta}{1+\beta} = 2P \frac{1-\beta}{1+\beta}$$

Bibliografia

- [1] Breakthrough Starshot. <https://breakthroughinitiatives.org/initiative/3>, 2022.
- [2] Philip Lubin. A roadmap to interstellar flight. *arXiv preprint arXiv:1604.01356*, 2016.
- [3] P Lubin and W Hettel. The path to interstellar flight. *Acta Futura*, 12(9):9–44, 2020.
- [4] Neeraj Kulkarni, Philip Lubin, and Qicheng Zhang. Relativistic spacecraft propelled by directed energy. *The Astronomical Journal*, 155(4):155, 2018.
- [5] Giovanni Santi, Giulio Favaro, Alain J Corso, Philip Lubin, Marco Bazzan, Roberto Ragazzoni, Denis Garoli, and Maria G Pelizzo. Multilayers for directed energy accelerated lightsails. *Communications Materials*, 3(1):1–11, 2022.
- [6] Prashant Srinivasan, Gary B Hughes, Philip Lubin, Qicheng Zhang, Jonathan Madajian, Travis Brashears, Neeraj Kulkarni, Alexander Cohen, and Janelle Griswold. Stability of laser-propelled wafer satellites. In *Planetary Defense and Space Environment Applications*, volume 9981, pages 32–42. SPIE, 2016.
- [7] Starlight. <https://www.deepspace.ucsb.edu/projects/starlight>, 2022.
- [8] DE-STAR (Directed Energy Planetary Defense). <https://www.deepspace.ucsb.edu/projects/directed-energy-planetary-defense>, 2022.
- [9] Patrick Steffanic, Benjamin Johannes, Claudia Sison, Gary Hughes, Philip Lubin, Peter Meinhold, Jonathan Suen, Hugh O’Neill, Miikka Kangas, Travis Brashears, Qicheng Zhang, Janelle Griswold, Jordan Riley, and Caio Motta. Local phase control for a planar array of fiber laser amplifiers. page 961607, 09 2015.

- [10] Gary B Hughes, Philip Lubin, JJ Bible, Jesse Bublitz, Josh Arriola, Caio Motta, Jon Suen, Isabella Johansson, Jordan Riley, Nilou Sarvian, et al. De-star: phased-array laser technology for planetary defense and other scientific purposes. In *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments VII*, volume 8876, pages 132–146. SPIE, 2013.
- [11] LukeNandu Kale, JanardanBhagwat Garde, SwapnilShivdas Garde, and Preetika Gupta. Evolution and applications of lasers in oral and maxillofacial surgery. *Journal of Dental and Allied Sciences*, 6:28, 01 2017.
- [12] Travis Brashears, Philip Lubin, Gary B Hughes, Kyle McDonough, Sebastian Arias, Alex Lang, Caio Motta, Peter Meinhold, Payton Batliner, Janelle Griswold, et al. Directed energy interstellar propulsion of wafersats. In *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments IX*, volume 9616, pages 73–97. SPIE, 2015.
- [13] Travis Brashearsa, Philip Lubina, Nic Ruperta, Eric Stantonb, Amal Mehtaa, Patrick Knowlesa, and Gary B Hughesc. Building the future of wafersat spacecraft for relativistic flight. In *Proc. of SPIE Vol*, volume 9981, pages 998104–1.
- [14] Jon Drobny, Alexander N Cohen, Davide Curreli, Philip Lubin, Maria G Pelizzo, and Maxim Umansky. Damage to relativistic interstellar spacecraft by ism impact gas accumulation. *The Astrophysical Journal*, 908(2):248, 2021.
- [15] Thiem Hoang, A Lazarian, Blakesley Burkhart, and Abraham Loeb. The interaction of relativistic spacecrafts with the interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 837(1):5, 2017.
- [16] Matthew F Campbell, John Brewer, Deep Jariwala, Aaswath P Raman, and Igor Bargatin. Supporting information: Relativistic light sails need to billow. *Nano Letters*, 2021.
- [17] Pierluigi Zotto, Sergio Lo Russo, and Paolo Sartori. *Fisica Generale. Elettromagnetismo-Ottica*. Società Editrice Esculapio, 2022.
- [18] Matthew F Campbell, John Brewer, Deep Jariwala, Aaswath P Raman, and Igor Bargatin. Relativistic light sails need to billow. *Nano Letters*, 22(1):90–96, 2021.

- [19] Ognjen Ilic, Cora M Went, and Harry A Atwater. Nanophotonic heterostructures for efficient propulsion and radiative cooling of relativistic light sails. *Nano letters*, 18(9):5583–5589, 2018.
- [20] Hilton J. What is pvd coating?physical vapour deposition explained, <https://korvustech.com/what-is-pvd-coating/>, 2022.

Ringraziamenti

Alla mia relatrice Prof. Maria-Guglielmina Pelizzo.

Ai miei genitori e a mio fratello, che mi hanno sempre accompagnata attraverso ogni mia decisione. Senza il loro aiuto non avrei ottenuto nulla di quello che ho ora.

Alla mia compagna di avventure Marghe. Grazie per esserci sempre, in ogni momento di sconforto e di incertezza ma soprattutto nei momenti felici, pieni di gioia e spensieratezza. Grazie per essere la mia sorella maggiore, per essere semplicemente te. Da sempre e per sempre.

Alla mia compagna di vita Benny per crescere insieme a me e aver sempre supportato le mie idee, anche quando sembravano folli. Grazie per interpretare così bene la mia pazzia. Custodisco avidamente tutti i nostri ricordi.

Al mio cavallo Rieccoci, per essere il motore di ogni mia decisione. Grazie per avermi insegnato il sacrificio, la determinazione, la dedizione e la passione. Per avermi resa la persona che sono oggi e per essere il miglior compagno di vita che potessi mai desiderare. Grazie per essere la mia motivazione, sempre.

A Eddi per credere in me come nessuno avrebbe il coraggio di fare, per portar fuori la parte migliore di me. Grazie per avermi insegnato che i sogni dentro i cassetti marciscono e grazie per esserci sempre quando la vita mi scombussola ogni punto fermo, ogni punto saldo.

Ai miei colleghi di università Mattia, Prince e Ross per aver reso questo viaggio così speciale. Grazie di tutte le risate, gli incoraggiamenti e tutti i momenti passati insieme.

A tutti gli amici, a quelli che mi accompagnano da sempre e a quelli che ho avuto la fortuna di incontrare negli ultimi anni, grazie di far parte della mia vita.