



Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica ed Astronomia

Corso di Laurea in Ottica e Optometria

TESI DI LAUREA

Correzione della legge di riflessione:  
Studio dell'effetto Goos-Hänchen nei  
metalli

The Goos-Hänchen effect in metallic reflection

Relatore: Prof. Michele Merano

Laureando: Luca Borraccini

AA 2014/2015



# Correzione della legge di riflessione: Studio dell'effetto Goos-Hänchen nei metalli

## Sommario

Capitolo 1. Introduzione.....	1
Capitolo 2. Leggi ottica geometrica.....	2
2.1 Riflessione e rifrazione.....	2
2.2 Riflessione totale interna .....	3
Capitolo 3. Polarizzazione della luce .....	5
3.1 Tipi di polarizzazione .....	5
3.1.1 Polarizzazione lineare .....	5
3.1.2 Polarizzazione circolare .....	6
3.1.3 Polarizzazione ellittica .....	7
3.1.4 Polarizzazione per riflessione: Legge di Brewster .....	7
3.2 Strumenti per polarizzare la luce .....	8
3.2.1 Polarizzatori lineari .....	9
3.2.2 Polarizzatori circolari o ellittici .....	11
Capitolo 4. Riflessione nei metalli .....	14
Capitolo 5. Effetto Goos-Hänchen.....	18

5.1	Goos-Hanchen in riflessione totale interna .....	19
5.2	Goos-Hanchen in riflessione su metalli .....	19
Capitolo 6.	Descrizione dell'esperimento.....	20
6.1	Strumenti utilizzati per la sperimentazione.....	21
6.2	Metodo di raccolta dati.....	22
Capitolo 7.	Analisi dei dati e conclusioni .....	24
Capitolo 8.	Bibliografia .....	25

## Capitolo 1. Introduzione

Ho trattato uno studio sperimentale di un interessante fenomeno nell'ambito dell'ottica fisica: l'effetto Goos-Hänchen.

Questo effetto supera le leggi di Snell poiché considera le variazioni diffrattive che agiscono sui fasci di luce presenti in natura. L'effetto Goos-Hänchen dipende dalla polarizzazione lineare del fascio incidente. La mia raccolta dati studia l'effetto Goos-Hänchen che si crea su un'onda p ed un'onda s in riflessione metallica.

La variazione che si evidenzia dalla teoria e che è stata confermata nello studio è dell'ordine del  $\mu\text{m}$  e risulta essere un valore negativo, dunque spostato indietro rispetto alle previsioni geometriche.

## Capitolo 2. Leggi ottica geometrica

Prima di poter parlare di effetto Goos-Hänchen verranno trattate le basi che hanno condotto allo studio di questo particolare fenomeno, ossia le leggi che governano l'ottica geometrica.

### 2.1 Riflessione e rifrazione

Le leggi di riflessione e rifrazione sono le più importanti e note dell'ottica e descrivono in modo semplice ed immediato cosa accade quando un'onda elettromagnetica piana si propaga da un mezzo ad un altro. Sappiamo già che quando un'onda elettromagnetica, come per esempio la luce, attraversa una superficie di variazione tra due mezzi la sua velocità varia.

Quando un raggio di luce colpisce un mezzo con una superficie piana, su di essa si originano un'onda riflessa ed un'onda trasmessa, o rifratta. (Fig. 2.1)

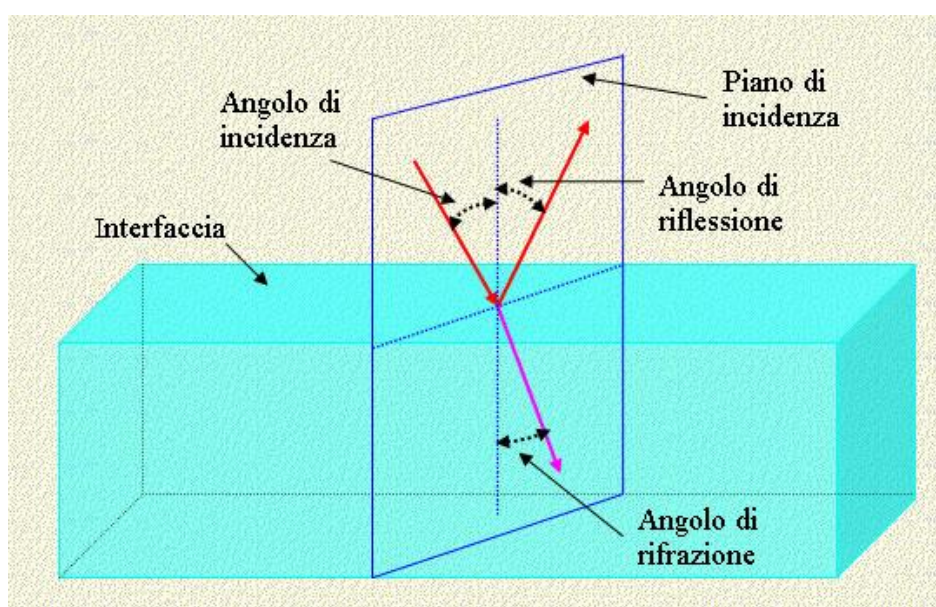


Figura 2.1

Tutti e tre i raggi giacciono su uno stesso piano, chiamato *piano di incidenza*, e presentano le seguenti caratteristiche:

- 1) Il raggio riflesso forma con la normale alla superficie, un angolo uguale a quello del raggio incidente;
- 2) Il raggio rifratto modifica il proprio angolo dalla normale alla superficie seguendo la legge conosciuta come legge di Snell

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \frac{v}{v'} = \frac{c}{n} \frac{n'}{c} = \frac{n'}{n} \quad (\text{Eq. 2.1})$$

Ove  $c$  è la velocità della luce nel vuoto,  $\phi$  e  $\phi'$  sono rispettivamente l'angolo incidente e l'angolo trasmesso,  $v$  e  $v'$  sono le velocità della luce nei due mezzi,  $n$  e  $n'$  sono gli indici di rifrazione dei due mezzi.

Riassumendo, le leggi di riflessione e rifrazione si possono enunciare nel seguente modo:

“Quando un raggio di luce è riflesso, l'angolo di riflessione è uguale all'angolo di incidenza. Il raggio incidente, il raggio riflesso e la normale alla superficie nel punto di incidenza giacciono tutti sullo stesso piano.

Quando un raggio di luce è rifratto, vale la relazione,  $n \sin \phi = n' \sin \phi'$ . Il raggio incidente, il raggio rifratto e la normale alla superficie nel punto di incidenza giacciono in uno stesso piano”<sup>1</sup>.

## 2.2 Riflessione totale interna

Dall'equazione (2.1) si evince che se il raggio passa da un mezzo con indice di rifrazione  $n$  ad un mezzo con indice  $n'$  tale che  $n' > n$ , il raggio trasmesso tende ad avvicinarsi alla normale alla superficie. Qualora invece il raggio passi da un mezzo con indice  $n$  ad un altro  $n'$  tale che  $n > n'$ , il raggio trasmesso si discosta

---

<sup>1</sup> (Sears, 1982) p. 31

dalla normale alla superficie fino ad arrivare al caso limite in cui  $\phi' = \frac{\pi}{2}$ ,  
 precisamente in corrispondenza del valore  $\phi_L$  dell'angolo di incidenza tale che<sup>2</sup>

$$\sin\phi_L = \frac{n'}{n} \text{ (Eq. 2.2)}$$

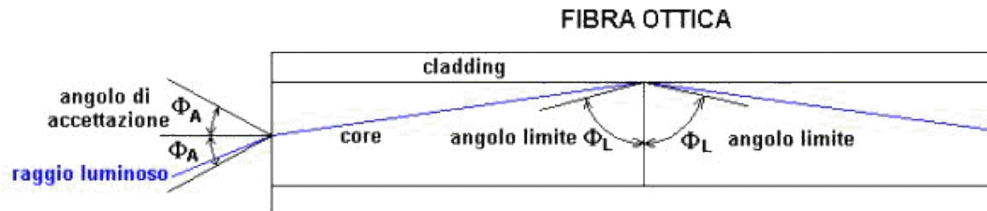


Figura 2.2

Per angoli maggiori di  $\phi_L$ , chiamato *angolo limite*, l'onda rifratta scompare e si verifica un fenomeno chiamato *riflessione totale interna* (Fig. 2.2). Questo fenomeno viene sfruttato nelle fibre ottiche e, in medicina, nelle fibre di vetro utilizzate per le endoscopie.

<sup>2</sup> (Mazzoldi, Nigro, & C.Voci, 1998) p.546



## Capitolo 3. Polarizzazione della luce

Nel capitolo precedente è stata trattata l'ottica geometrica, in questo ci occuperemo dell'ottica fisica, ramo in cui gioca un ruolo fondamentale la natura ondulatoria della luce. Rispetto al piano di incidenza, la luce può essere scomposta in due diverse componenti,  $p$  (parallela) ed  $s$  (perpendicolare), tenendo conto dell'orientamento del campo elettrico. Il caso più semplice è quello di un'onda elettromagnetica *piana*, i cui vettori campo elettrico e magnetico oscillano lungo rette normali fra loro<sup>3</sup>. In natura questo particolare caso non è riscontrabile poiché le sorgenti luminose trasmettono in tutte le direzioni e con orientamenti diversi; tuttavia è possibile utilizzare degli ausilii ottici per selezionare determinate direzioni della propagazione elettromagnetica ed ottenere quindi un'onda *polarizzata*.

### 3.1 Tipi di polarizzazione

#### 3.1.1 Polarizzazione lineare

La polarizzazione lineare è il tipo più semplice di polarizzazione: il campo elettrico oscilla lungo una sola direzione, ortogonale a quella del campo magnetico e alla direzione di propagazione dell'onda.<sup>4</sup> La luce polarizzata linearmente può essere pensata come costituita da due componenti, orientate rispettivamente lungo l'asse  $x$  e lungo l'asse  $y$ . Il valore delle due componenti determina l'asse di

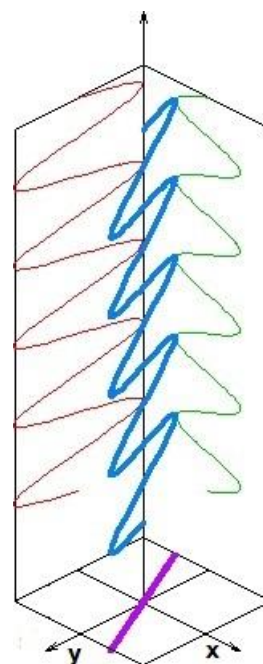


Figura 3.1

---

<sup>3</sup> (Sears, 1982) p.169

<sup>4</sup> (Oleari & Peri, 2006)

orientamento della polarizzazione; è tuttavia molto importante che le due componenti abbiano la stessa frequenza  $\omega$  e la stessa fase  $\phi_0$ <sup>5</sup>. Per indicare una perturbazione ottica polarizzata linearmente si usa spesso l'espressione *luce in stato*  $\mathcal{P}$ . Di seguito discutiamo i casi in cui fase o frequenza non sono uguali.

### 3.1.2 Polarizzazione circolare

La polarizzazione circolare (fig. 3.2) è il caso particolare in cui le due componenti hanno le stesse dimensioni ma sono sfasate di  $90^\circ$ . In questo caso l'ampiezza scalare del campo elettrico è costante, ma la direzione varia in funzione del tempo. Dunque il vettore del campo elettrico ruota con una frequenza angolare di  $\omega$  ed in base che ruoti in senso orario o in senso antiorario sarà chiamata rispettivamente *onda circolare polarizzata destra*, o in stato  $\mathcal{R}$ , o *onda circolare polarizzata sinistra*, in stato  $\mathcal{L}$ .

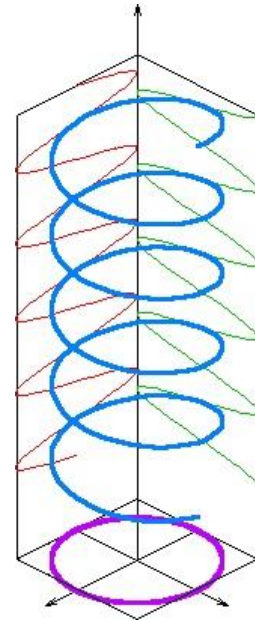


Figura 3.2

<sup>5</sup> (Kliger, Lewis, & Randall, 1990)

### 3.1.3 Polarizzazione ellittica

Abbiamo visto due casi particolari in cui combinando le componenti ortogonali della luce linearmente polarizzata, viene prodotta un'altra forma di onda che può essere linearmente polarizzata, nel caso in cui le due componenti abbiano la stessa fase, e circolarmente polarizzata se sono sfasate di  $90^\circ$ . Il resto dei casi presentano un vettore del campo elettrico che varia descrivendo un'elica ellittica (fig. 3.3), proprio per questo motivo assume il nome di *onda ellitticamente polarizzata* o in stato  $\mathcal{E}$ .

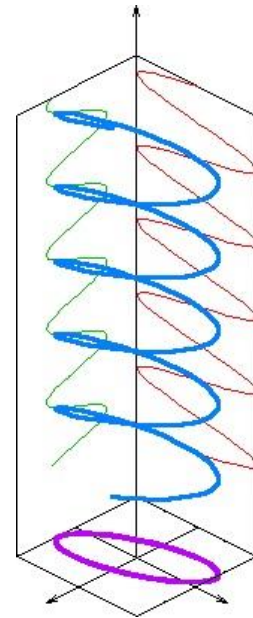


Figura 3.3

### 3.1.4 Polarizzazione per riflessione: Legge di Brewster

Come accennato in precedenza, un'onda elettromagnetica che incide su una superficie piana con indice di rifrazione diverso, produce un'onda riflessa ed un'onda trasmessa. Si può sfruttare il fenomeno della riflessione per separare luce

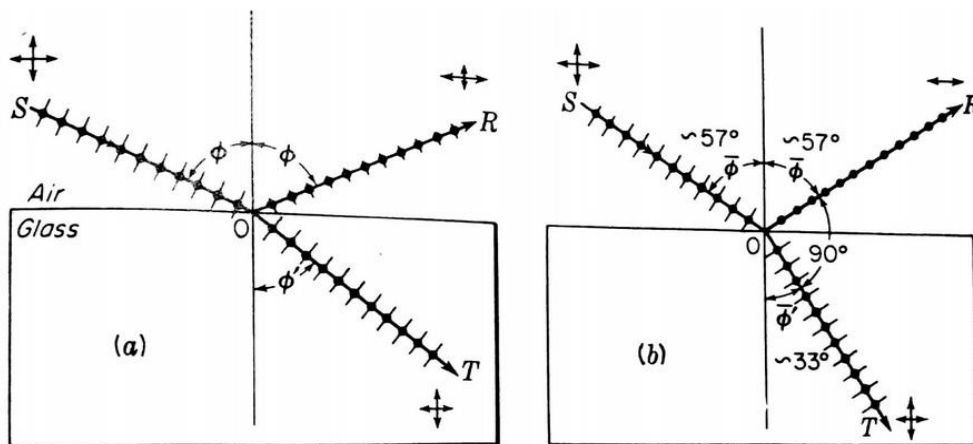


Figura 3.4

In figura sono mostrati un caso di riflessione e rifrazione normale (a) ed uno nella condizione di angolo di Brewster (b). In (a) il raggio riflesso non risulta polarizzato, sebbene vi sia una tendenza alla polarizzazione, in (b) il raggio riflesso è completamente polarizzato.

linearmente polarizzata da un fascio di luce naturale partendo semplicemente dall'equazione di Snell nel particolare caso in cui l'onda riflessa formi un angolo di  $90^\circ$  con l'onda trasmessa (fig. 3.4).

Considerando quindi  $(\phi + \phi') = 90^\circ$  possiamo scrivere:

$$n \sin \phi_p = n' \sin \phi', \quad \phi_p + \phi' = 90^\circ,$$

$$n \sin \phi_p = n' \sin(90^\circ - \phi_p) = n' \cos \phi_p,$$

$$\frac{\sin \phi_p}{\cos \phi_p} = \frac{n'}{n},$$

$$\tan \phi_p = \frac{n'}{n}.$$

Questa equazione è detta legge di Brewster e  $\phi_p$  è chiamato angolo di polarizzazione.

## 3.2 Strumenti per polarizzare la luce

Per convertire un fascio di luce naturale in luce polarizzata è necessario utilizzare alcuni dispositivi ottici chiamati *polarizzatori*. I polarizzatori assumono nomi diversi in funzione del tipo di polarizzazione che imprimono alla luce e del metodo utilizzato per selezionare o ruotare i raggi; possiamo dunque trovarci in presenza di polarizzatori *lineari*, *circolari* o *ellittici* in base alle caratteristiche della luce in uscita dal polarizzatore. Per ottenere i differenti raggi di luce polarizzata, tutti i polarizzatori si basano su quattro fenomeni fisici: *assorbimento*; *riflessione*; *birifrangenza*; e *dispersione*.

### 3.2.1 Polarizzatori lineari

#### *Assorbimento*

La polarizzazione per assorbimento sfrutta l'assorbimento selettivo di una delle componenti ortogonali dello stato  $\mathcal{P}$  di un raggio incidente. Per ottenere questi polarizzatori sono necessari materiali *dicroici*. Sono detti dicroici quei materiali, naturali o artificiali, che, per la loro particolare struttura molecolare, presentano una direzione privilegiata lungo la quale possono essere facilmente indotte correnti elettriche<sup>6</sup>. Tali correnti elettriche fungono da barriera per le componenti dell'onda elettromagnetica orientate lungo la stessa direzione, permettendo dunque all'onda nella direzione ortogonale (asse ottico) di propagarsi.

#### *Riflessione*

Nel 1812 F. J. Arago utilizzò la base teorica della legge di Brewster (vedi paragrafo 3.1.4.) creando un polarizzatore costituito da lamine di vetro sovrapposte ed in grado di separare l'onda p e l'onda s (fig. 3.5).

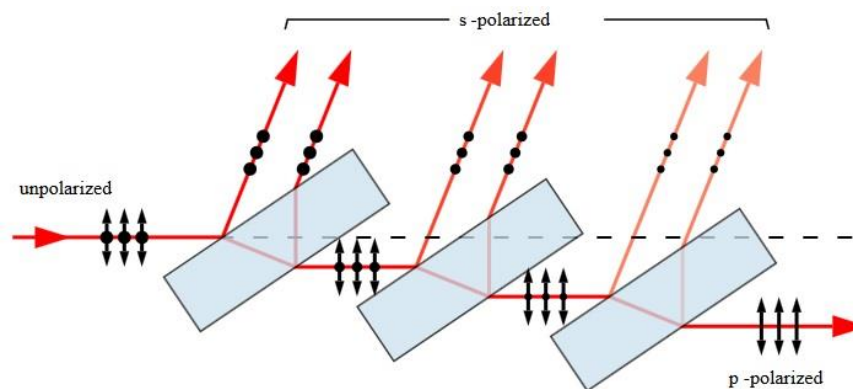


Figura 3.5

---

<sup>6</sup> (Corni, s.d.)

## Birifrangenza

Il fenomeno della birifrangenza si verifica su materiali anisotropi, i quali posseggono due indici di rifrazione: uno,  $n_s$ , per i raggi polarizzati parallelamente rispetto all'unico asse di simmetria del cristallo (raggi *straordinari*); l'altro,  $n_o$ , per i raggi polarizzati perpendicolarmente rispetto all'asse di simmetria (raggi *ordinari*)<sup>7</sup>. I polarizzatori di questo genere sono costituiti da prismi di materiali birifrangenti capaci di modificare il cammino di uno dei due raggi e quindi di separare le due polarizzazioni. Diversi sono i prismi ideati a questo scopo, tra i quali si annoverano:

- *Prisma di Wollaston*: consiste in due prismi di calcite posti ortogonalmente tra loro e cementati sulla loro base con balsamo del Canada. L'effetto è quello di due raggi divergenti in uscita dal prisma (fig.3.6).

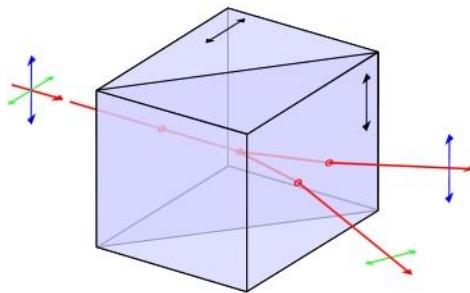


Figura 3.6

---

<sup>7</sup> (Kliger, Lewis, & Randall, 1990) p.32

- *Prisma di Glan-Foucault (o Glan-air)*: costituito da due prismi di calcite posti con lo stesso orientamento degli assi ottici ma con le basi separate da uno strato di aria. L'effetto è quello di propagazione del raggio straordinario e di riflessione totale del raggio ordinario (fig. 3.7).

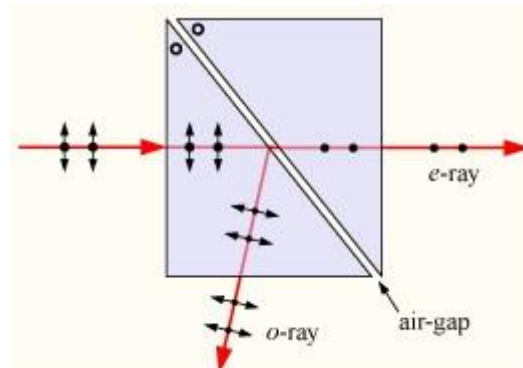


Figura 3.7

- *Prisma di Glan-Thompson*: molto simile al precedente, ne differisce per la presenza di uno strato di balsamo di Canada a cementificare le due basi. In questo polarizzatore il raggio straordinario è polarizzato al 100% mentre il raggio ordinario no (fig. 3.8).

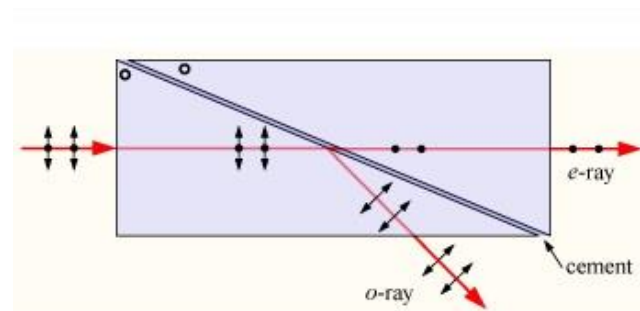


Figura 3.8

### 3.2.2 Polarizzatori circolari o ellittici

Attualmente non esistono strumenti in grado di trasformare la luce non polarizzata in luce polarizzata circolarmente, bensì esistono degli ausilii ottici in grado di trasformare luce linearmente polarizzata in luce circolarmente

polarizzata. Questi strumenti si chiamano *lamine di ritardo* e usano il fenomeno fisico della birifrangenza.

### *Lamine di ritardo per birifrangenza*

Come i polarizzatori per birifrangenza, queste lamine di ritardo sono costruite con materiali anisotropi attraversati, con velocità diverse, dall'onda O e dall'onda S. In questo caso non si formano due immagini perché l'asse ottico della lamina viene posto parallelamente al raggio straordinario e perpendicolarmente a quello ordinario. L'effetto ottenuto è un rallentamento maggiore del raggio ordinario ed un conseguente cambiamento di fase di una delle due componenti dell'onda, quindi una polarizzazione circolare o ellittica. Il cambiamento di fase si può calcolare trovando le lunghezze d'onda nel materiale, ponendole in relazione con lo spessore ed infine facendo la differenza delle equazioni trovate, considerando che ogni lunghezza d'onda corrisponde ad una differenza di fase di  $2\pi$  radianti<sup>8</sup>.

$$\lambda_s = \frac{\lambda}{n_s}; \lambda_o = \frac{\lambda}{n_o}.$$

$$\frac{t}{\lambda_s} = \frac{t * n_s}{\lambda},$$

$$\frac{t}{\lambda_o} = \frac{t * n_o}{\lambda}.$$

Ove  $\lambda_s$  e  $\lambda_o$  sono le lunghezze d'onda nel materiale,  $n_s$  e  $n_o$  sono i due indici di rifrazione del mezzo e  $t$  è lo spessore della lamina.

---

<sup>8</sup> (Sears, 1982) p.191-192



Quindi la differenza di fase delle onde emergenti è:

$$\phi_s - \phi_o = \frac{2\pi t}{\lambda} (n_s - n_o).$$

Con questa relazione è facile costruire la lamina di ritardo più utile per ogni esigenza. Le più comuni sono<sup>9</sup>:

- *Lamina a  $\lambda$* : trasmette luce polarizzata linearmente e con la stessa direzione ma comporta una variazione cromatica del raggio trasmesso.
- *Lamina a  $\frac{\lambda}{2}$* : questo tipo di lamina è anche conosciuto come lamina a mezz'onda; modifica la direzione del raggio di 180° e riesce ad invertire la direzione delle polarizzazioni circolari o ellittiche permettendo quindi il passaggio da onda  $\mathcal{L}$  ad onda  $\mathcal{R}$  e viceversa.
- *Lamina a  $\frac{\lambda}{4}$* : conosciuta anche come lamina a quarto d'onda, trasforma la polarizzazione da lineare a circolare.

---

<sup>9</sup> (Hecht, fourth edition) p.355-357

## Capitolo 4. Riflessione nei metalli

Conoscere le proprietà dei metalli è fondamentale per comprendere il comportamento di un'onda che incide su di essi. La caratteristica principale dei metalli, che li differenzia notevolmente dal vetro o dai materiali plastici, è la loro conducibilità. Quando si parla di mezzi conduttori si considera la presenza di cariche elettriche libere sulla loro superficie. Queste cariche, nei metalli, sono gli elettroni e il loro movimento genera una corrente. La corrente per unità di area  $J$  derivante dall'applicazione del campo elettrico  $E$  è collegata alla conducibilità  $\sigma$  del mezzo dalla "legge costitutiva del campo di corrente:  $J = \sigma E$ "<sup>10</sup>. Nei metalli,  $\sigma$  è diverso da zero ed è finito, mentre in un ipotetico conduttore ideale, gli elettroni seguono semplicemente le variazioni del campo elettrico e l'unico effetto è quello di re-emissione senza assorbimento e forze generate. Quando un'onda incide su un metallo provoca l'eccitazione degli elettroni liberi che genera calore e quindi assorbimento dell'energia radiante<sup>11</sup>. Dunque l'assorbimento dell'energia radiante di un materiale dipende dalla sua conducibilità la quale è connessa con l'apparizione dell'effetto Joule. Quest'ultimo è un fenomeno irreversibile in cui l'energia elettromagnetica è trasformata in calore, ragion per cui un'onda elettromagnetica propagantesi in un conduttore è via via attenuata. Nei metalli, grazie alla loro elevata conducibilità, quest'effetto è talmente grande da renderli opachi. Il forte assorbimento però è accompagnato da alta riflettività (o riflettanza), ragion per cui le superfici metalliche agiscono da specchi eccellenti.

---

<sup>10</sup> (M. & A., 2004)

<sup>11</sup> (Hecht, fourth edition) p. 262-263

Per poter calcolare la riflettanza di una superficie metallica è necessario introdurre un indice di rifrazione complesso  $\tilde{n} = n - ik = n(1 - i\kappa)$  dove  $\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$ <sup>12</sup>,  $\alpha$  il coefficiente di assorbimento proprio del metallo e  $\lambda$  la lunghezza d'onda nel vuoto del fascio incidente (figura 4.1).

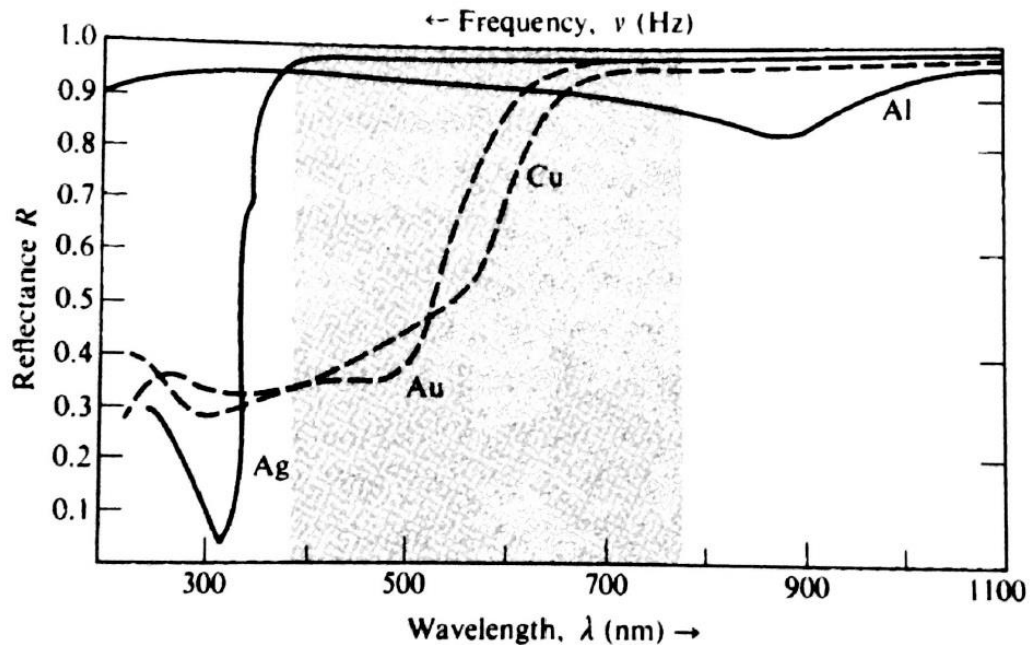


Figura 4.1

In figura viene mostrata graficamente la dipendenza della riflettanza (R) alla lunghezza d'onda ( $\lambda$ )

La riflettanza (R) si calcola partendo dall'equazione di Fresnel<sup>13</sup> e confrontando la luce che arriva ( $I_i$ ) sul materiale e la luce che da esso viene riflessa ( $I_r$ ). In questo caso, per semplificare l'equazione consideriamo un angolo di incidenza normale ( $\phi_i = 0$ ), come indice di rifrazione del raggio riflesso  $n_t = \tilde{n}$  e come indice di rifrazione del raggio incidente  $n_i = 1$  (aria).

<sup>12</sup> (A. & E., 1976) p.537

<sup>13</sup>  $r = \frac{n_i \cos \phi_i - n_t \cos \phi_t}{n_i \cos \phi_i + n_t \cos \phi_t}$

$$R = \left( \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right) \left( \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right);$$

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \cdot 14$$

Dall'equazione di cui sopra si può ricavare la riflettanza di un oggetto tenendo conto del suo coefficiente di assorbimento.

Nell'oro ad una lunghezza d'onda di 826nm  $\tilde{n} = 0.188 + i5.39$  che, sostituiti nell'equazione, determinano una riflettanza di 0.94, ossia il 94% (Fig.4.2).

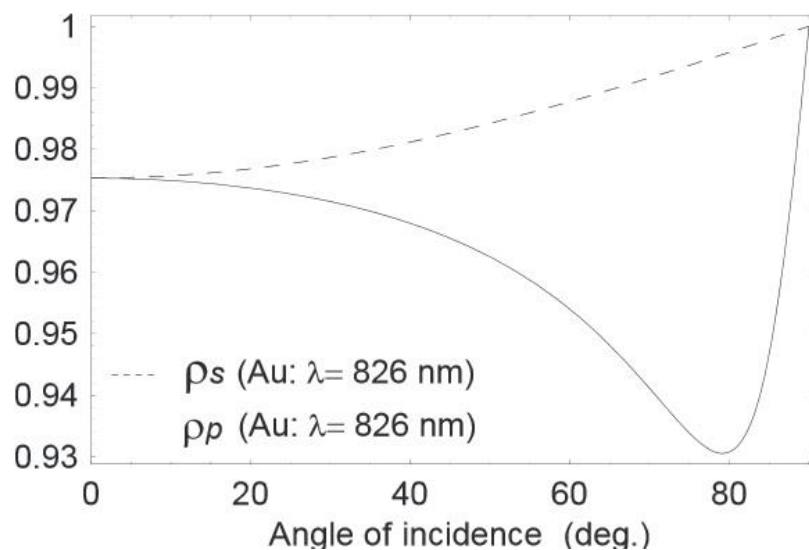


Figura 4.2

Osservazioni sulla riflessione di un'onda piana nei metalli hanno dimostrato che l'onda riflessa modifica la propria polarizzazione, divenendo ellittica. L'onda p e l'onda s vengono riflesse diversamente nel metallo per la presenza di un indice di rifrazione complesso. L'onda p presenta un minimo di riflessione ad un angolo  $\phi_B$ , chiamato angolo *pseudo-Brewster* o *angolo principale di incidenza* e corrisponde al valore massimo di  $\kappa$ .

<sup>14</sup> (Hecht, fourth edition) p.265



## Capitolo 5. Effetto Goos-Hänchen

Per effetto Goos-Hänchen si intende una traslazione del fascio di luce riflesso dovuta alla penetrazione del fascio incidente nel materiale non prevista dalla legge della riflessione di Snell. Già Newton osservò questo effetto in riflessione totale interna ma non riuscì a comprenderlo appieno poiché non è completamente descrivibile senza considerare la natura ondulatoria della luce. Successivamente numerosi scienziati si approcciarono a questo fenomeno finché tra il 1943 e il 1949 Hermann Fritz Gustav Goos e Hilda Hänchen trovarono evidenze e riuscirono a sviluppare la teoria dell'effetto riscontrato in riflessione totale interna e con luce incidente polarizzata linearmente. In riflessione interna totale, tale effetto fornisce un numero positivo (Fig. 5.1).

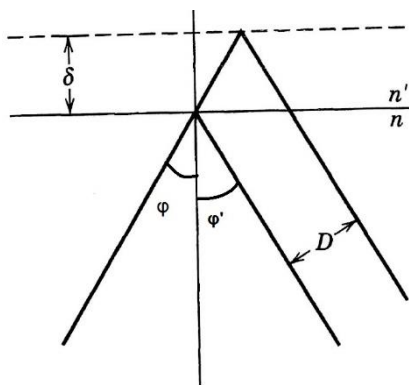


Figura 5.1

*Interpretazione geometrica dell'effetto Goos-Hänchen, lo spostamento laterale di un fascio di radiazione totalmente riflesso a causa della penetrazione dell'onda nella regione ad indice minore.*

L'idea che potesse esistere un effetto negativo ha mosso numerosi ricercatori verso questo studio in diverse condizioni sperimentali e, ad oggi, molteplici sono le evidenze, sia teoriche che pratiche circa la possibilità di questa condizione.

## 5.1 Goos-Hanchen in riflessione totale interna

“Se un fascio di radiazione di estensione finita è soggetto a riflessione interna totale, il fascio riflesso emerge spostato lateralmente rispetto a quanto previsto per un raggio geometrico riflesso sulla superficie di confine.” Se immaginiamo che il fascio venga riflesso dal piano ad una distanza  $\delta$  oltre il confine, il fascio dovrebbe emergere spostato trasversalmente di  $D = 2\delta \sin \phi$ . In realtà questa previsione non è del tutto vera poiché dipende dallo stato di polarizzazione<sup>15</sup>.

## 5.2 Goos-Hanchen in riflessione su metalli

Gli studi di *Wild e Giles*<sup>16</sup> e di *Leung et al.*<sup>17</sup> hanno condotto all'indagine sull'effetto GH su materiali assorbenti e metalli, fornendo previsioni teoriche dei risultati che si sarebbero poi ottenuti nei laboratori.

La ricerca dell'effetto GH con onde polarizzate p e s nei metalli ha il vantaggio che a grandi angoli di incidenza il raggio riflesso difficilmente viene soppresso dall'effetto pseudo Brewster. Con lo studio di *Merano et al.*<sup>18</sup> sono state confermate le previsioni teoriche dell'effetto GH di un'onda di luce polarizzata p sui metalli, cioè la presenza di effetto GH negativo e l'amplificazione di tale effetto all'aumentare dell'angolo d'incidenza.

---

<sup>15</sup> (Jackson, 2001) p.299

<sup>16</sup> (Wild & Giles, 1982)

<sup>17</sup> (Leung, Chen, & H.P., 2007)

<sup>18</sup> (M. Merano, 2007)

## Capitolo 6. Descrizione dell'esperimento

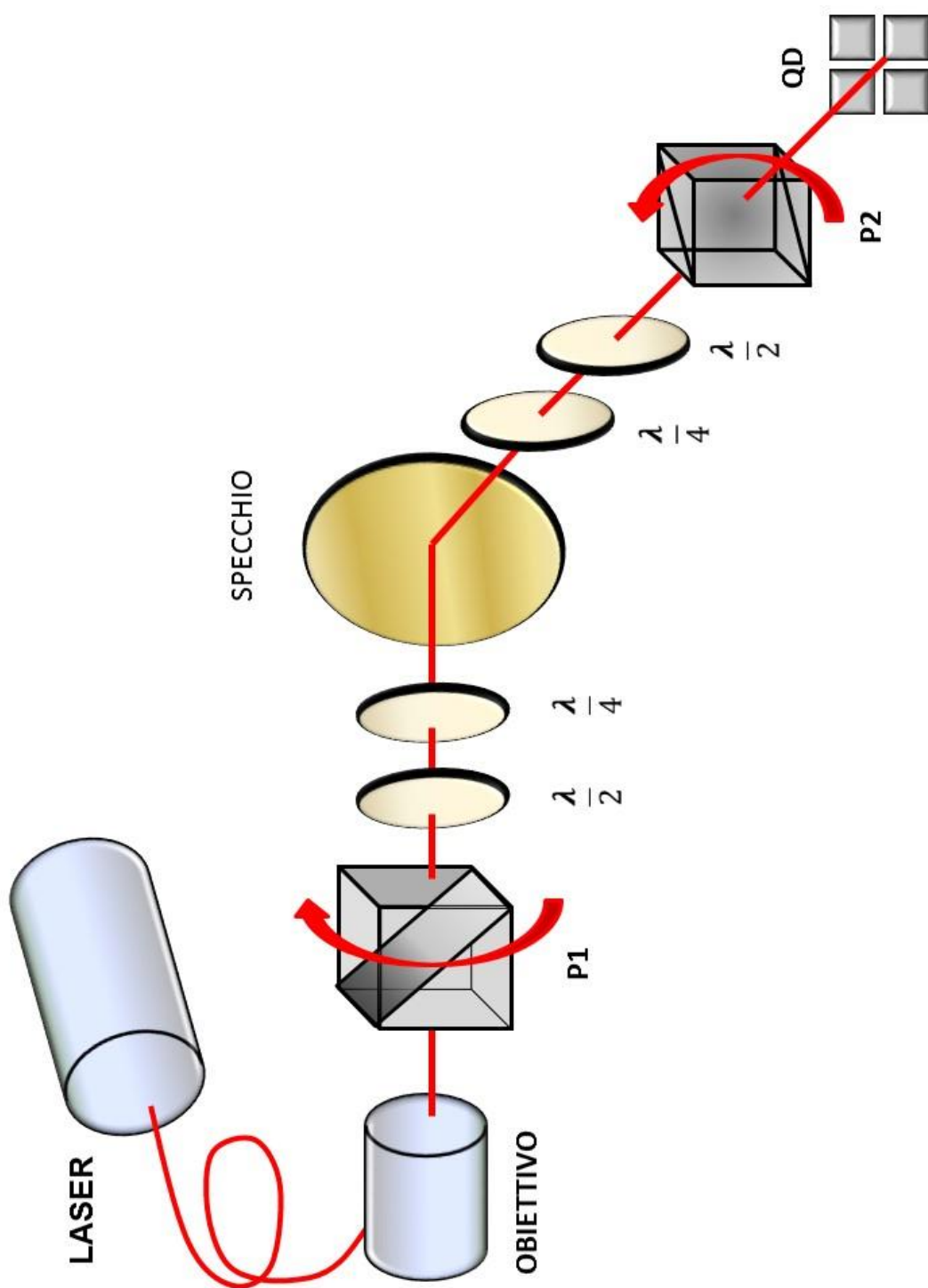


Figura 6.1

Disegno schematico del set up della sperimentazione



Per evidenziare l'effetto Goos-Hänchen si fa incidere un raggio laser collimato, con lunghezza d'onda di circa 830nm su uno specchio d'oro. Prima di incidere, il raggio viene linearmente polarizzato da un polarizzatore (P1) del tipo Glan-Thompson. Tra P1 e lo specchio d'oro sono state posizionate due lamine di ritardo per ruotare la polarizzazione precedentemente conferita ed ampliare la separazione tra onda p ed onda s. Dopo lo specchio, sono presenti altre due lamine di ritardo ed un altro polarizzatore Glan-Thompson. Infine è posto un quadrant detector per raccogliere le intensità elettromagnetiche e trasmetterle ad un voltmetro. Il set up (fig. 6.1) può essere considerato diviso in due zone distinte:

- La prima, che comprende tutta la strumentazione alla sinistra dello specchio, che chiamiamo *fissa*;
- La seconda, comprendente tutta la strumentazione alla destra dello specchio, che chiamiamo *mobile*.

## 6.1 Strumenti utilizzati per la sperimentazione

- *Laser* ad emissione gaussiana, Thorlabs LPS-830-FC, con una lunghezza d'onda di 830 nm.
- *Polarizzatori* di tipo Glan-Thompson descritti in precedenza (vd. Capitolo 3.2.1).
- *Lamine di ritardo*. Sono state utilizzate lamine a  $\frac{\lambda}{4}$  e  $\frac{\lambda}{2}$  (descritte nel capitolo 3.2.2).
- *Specchio d'oro* sostenuto da una piattaforma in grado di permettere una rotazione attorno all'asse verticale, scelta dettata dalla necessità di variare gli angoli di incidenza fino ad arrivare ad  $86^\circ$ .

- *Quadrant detector (QD)*. Rilevatore costituito da quattro sensori, distanziati di circa 100 $\mu$ m l'uno dall'altro, in grado di rilevare le coordinate XY del raggio incidente, eseguendo la differenza tra le intensità percepite da ogni recettore. Lo strumento è manovrabile su due assi, verticale ed orizzontale, per permettere un centraggio accurato; possiede tre canali output (X, Y, SUM) tramite i quali si può verificare l'intensità totale del raggio che arriva allo strumento (SUM) e il centraggio o l'eventuale spostamento del raggio sull'asse x (X) o sull'asse y (Y).
- *Voltmetro*. Collegato al QD, trasforma le informazioni di intensità luminosa in tensione.

## 6.2 Metodo di raccolta dati

Per ogni angolo, prima di iniziare la raccolta dei dati, sono necessarie delle procedure di centraggio e di regolazione dell'intensità del raggio infrarosso in arrivo sul detector. Le operazioni preliminari prevedono dapprima il centraggio degli assi x e y del QD e la verifica che il raggio incidente sia ortogonale allo strumento, il posizionamento del polarizzatore (P2) ed in seguito delle due lamine di ritardo. Collocato il tutto si procede, agendo sugli assi delle lamine di ritardo, con la riduzione dell'intensità in arrivo sul QD fino ad arrivare al minimo (registrato con SUM).

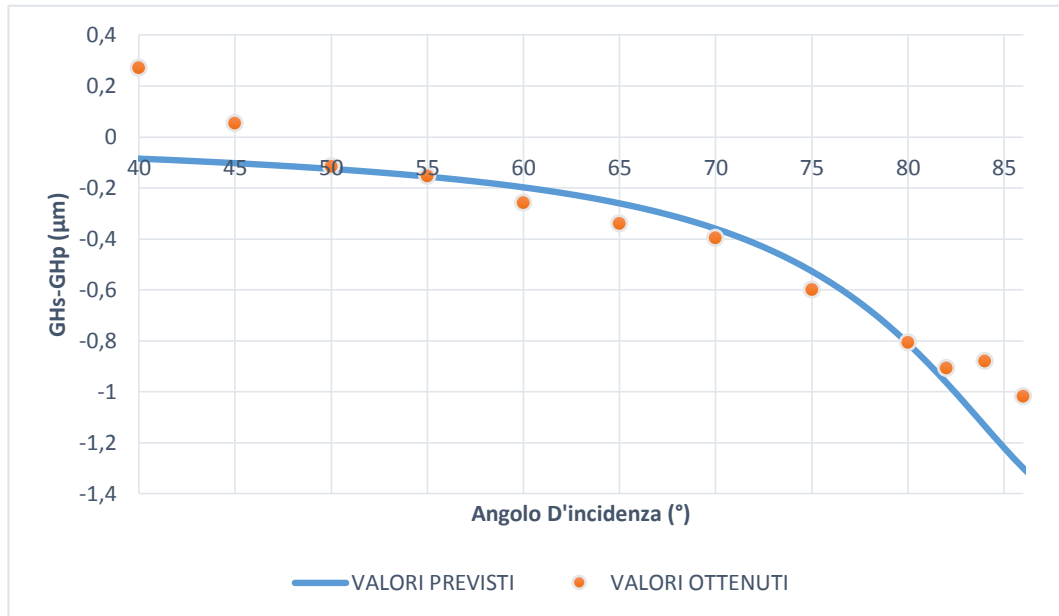
A questo punto si può iniziare con l'identificazione e la trascrizione dei dati. Partendo dalla tensione minima percepita dal voltmetro si ruota l'asse della lamina di ritardo  $\frac{\lambda}{2}$ , situata nella zona mobile del set up, in un verso, fino ad incrementare la tensione di un valore costante (nel mio caso +30mv) e registrando i dati di x (con

X). In seguito si esegue la stessa procedura, ripassando per il minimo, nell'altro verso. I due valori di  $x$  ottenuti per tutti gli angoli vengono poi interpolati in un foglio di calcolo dal quale si ricavano gli scivolamenti dell'effetto  $GHs - GHp$  per ogni angolo di indagine. Gli angoli esaminati vanno dai  $40^\circ$  agli  $80^\circ$  con spostamenti di  $5^\circ$  e dagli  $80^\circ$  agli  $86^\circ$  con variazioni di  $2^\circ$ .

## Capitolo 7. Analisi dei dati e conclusioni

Tabella 1

Tabella di confronto tra i valori previsti (in blu) e i valori ottenuti dell'effetto GH



Come si evince dalla tabella 1, i dati ottenuti sono generalmente concordi alle previsioni teoriche. Incongruenze sono presenti per gli angoli più piccoli, 40° e 45°, in cui si riscontra un valore positivo, non previsto dalla base teorica. Non è del tutto chiara la causa delle variazioni, la quale dunque sarà motivo di indagine per gli studi futuri.

## Capitolo 8. Bibliografia

- A., J. F., & E., W. H. (1976). *Fundamentals of optics*. New York: McGRAW-HILL BOOK COMPANY.
- Berry, M. V., Dennis, M., & Jr, R. L. (2004, Novembre 9). *Polarization singularities in the clear sky*. Retrieved from IOPscience: <http://iopscience.iop.org/1367-2630/6/1/162/fulltext/#nj186381s2>
- Corni, F. (s.d.). *La polarizzazione della luce: osservazioni e modelli*. Tratto da fisica.uniud.it: <http://www.fisica.uniud.it/URDF/secif/ottica/corni5.htm>
- Hecht, E. (fourth edition). *Optics*. Pearson.
- Jackson, J. D. (2001). *Elettrodinamica classica*. Bologna: Zanichelli.
- Kliger, D. S., Lewis, J. W., & Randall, C. E. (1990). *Polarized light in optics and spectroscopy*. Santa Cruz, California: Academic Press, Inc.
- Leung, P. T., Chen, C., & H.P., C. (2007). Large negative Goos-Hanchen shift at metal surfaces. *Opt.Commun.*
- M. Merano, A. A. (2007). Observation of Goos-Hanchen effect in metallic reflection. *Optics express*.
- M., G., & A., S. (2004). *Principi ed applicaioni di elettrotecnica*. Padova: EDIZIONI PROGETTO PADOVA.
- Mazzoldi, P., Nigro, M., & C.Voci. (1998). *Fisica*. Padova: EdiSES.
- Oleari, C., & Peri, A. (2006). *Schede di ottica*.

- Sears, F. (1982). *Ottica*. Milano: Casa editrice Ambrosiana.
- Wild, W. J., & Giles, C. L. (1982). Goos-Hanchen shift of absorbing media.  
*Phys. Rev.*