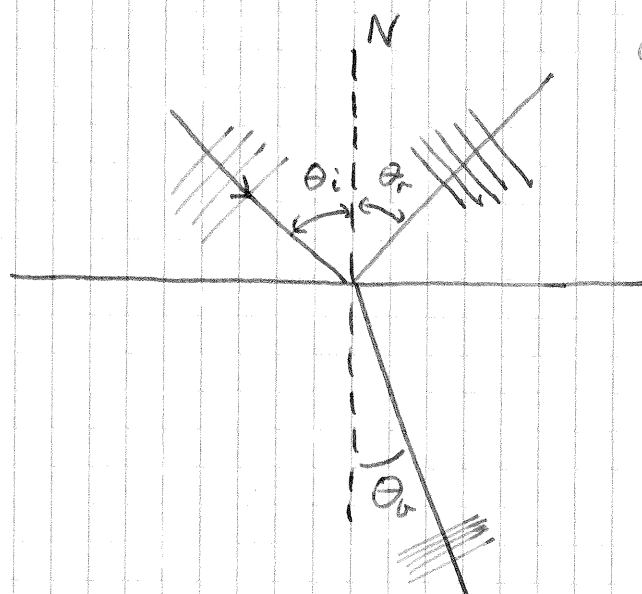


Refleksjon og brytning av plane bølger i 3 dimensjoner

(AKF 32.3)

For plane bølger som kommer
inn mot plane grenseflater



finnes en
eksperimentelt

følgende for

enhver stråle som
treffer normalt
på bølgefrontene:

①

Innkommende, brudd og reflektert
stråle ligger alle i ett plan
(innfallsplanet) som står normalt
på grenseflaten og inneholder
innfallsvektoren N .

Innfalls vinkelen θ_i er normalen
 på grensflaten i styreings-
 punktet mellom reflekterende skille
 og grensflaten.

(2) For reflektert skille har vi
 for refleksjonsvinkelen θ_r og
 innfallsvinkelen θ_i :

$$\theta_r = \theta_i$$

(3) For sammenhengen mellom
 bryt og innkommende skille
 gjelder

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = \frac{v_1}{v_2} = n$$

Her er v_1 bølgehastighed i
indkommende bølge og v_2 hastighed
til brydte skæle.

n er relativ brydningsindeks mellem
medium 2 og 1.

Ud fra $\S$ 164 følger det, at vi ikke
har dispersion eller at vi
(om vi har dispersion) beholder
en harmonisk komponent
og nytt

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{v_{f1}}{v_{f2}} = \frac{v_{f1}(\omega)}{v_{f2}(\omega)} = n(\omega)$$

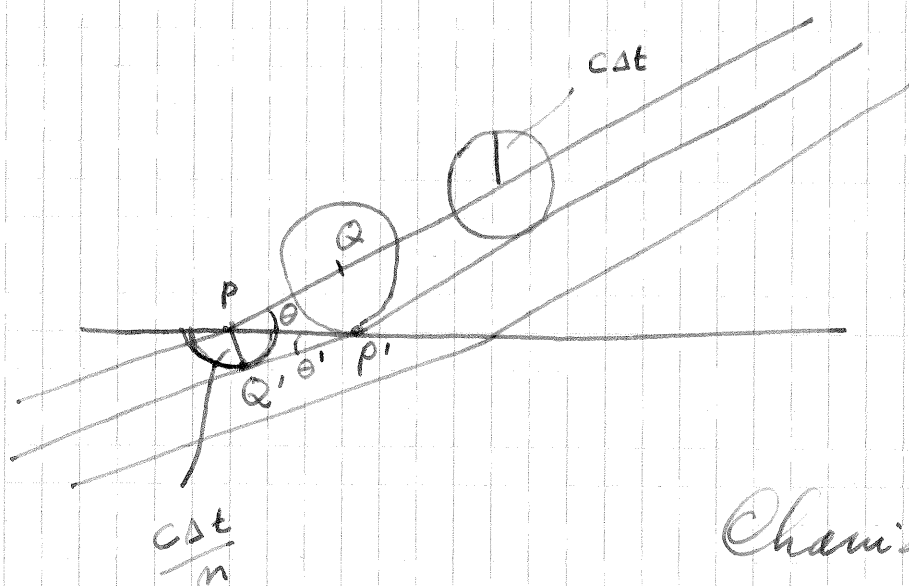
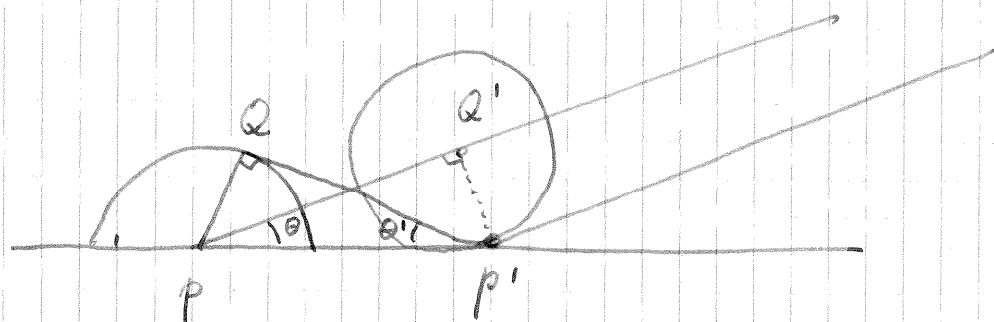
Egenskab (1) følger af symmetri-
argumentet som følger:

Reflektat og bundt skole har ikke
 store grunn til å gå til høyre
 for uinfallsplanet enn til venstre
 og vice versa. Begge skole ligger
 derfra i uinfallsplanet.

(Egenskap ① kan også forklares
 ved å tegne bølgefonter ifølge
 Huygenss prinsip i snitt normal
 gjennom uinfallsplanet.)

Egenskap ② og ③ kan begge
 forklares ved hjelp av Huygenss
 prinsip som følger:

Chamian: Physics, fig. 37.3c



Chamian, Physics
fig. 37.12 a

Ved figurbehandling av Ohmian
fig 37.3c har vi

$$\sin \theta = \frac{Q'P'}{P'P'} = \frac{v_{\perp} \Delta t}{P'P'}$$

og

$$\sin \theta' = \frac{QP}{PP'} = \frac{v_{\perp} \Delta t}{PP'}$$

som gir $\sin \theta' = \sin \theta$

derfor $\theta' = \theta$.

og dermed

$$\begin{aligned} \theta_i &= \theta \\ \theta_r &= \theta' \end{aligned}$$

- dette viser oss ved $\vec{a}^{\perp}$ trekket normalen
på grenseflaten i P og P' i

figur 37.3c.

$$\Rightarrow \underline{\theta_r = \theta_i} \text{ g.e.d.}$$

Bygning er vist i fig 32.12a
i Oksanen (side 167).

169

Ved figurbehandling av denne
figuren har vi ($v_1 = c$, $v_2 = c/n$)

$$\sin \theta = \frac{v_1 \Delta t}{pp'}$$

$$\text{og } \sin \theta' = \frac{v_2 \Delta t}{pp'}$$

derfor

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{v_1}{v_2} = n$$

og siden $\theta_i = \theta$ og $\theta_r = \theta'$,

$$\text{har vi } \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = \frac{v_1}{v_2} = n.$$

Bemærkninger:

170

1) $\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = n$ er gyldig i
begge retninger.

2) Egenskaberne ①, ② og ③ er
eksperimentelt fundet. Vi
har forklaret dem ved
"følge egenskaber".

Dette beviser ikke at alt
det som adlyder disse love
er følger. Det er let at
vise at disse love også følges
af klassiske partikler gennem
mængde af misforståelser.

Refleksjon og brytning av elektromagnetiske stråling

Som vi kunne vente, kan det
vises at refleksjons- og transmisjons-
egenskapene ①, ② og ③ for
EM-bølger følger av Maxwell's
likningene sammenheng av polarisasjon
til elektromagnetiske bølger.

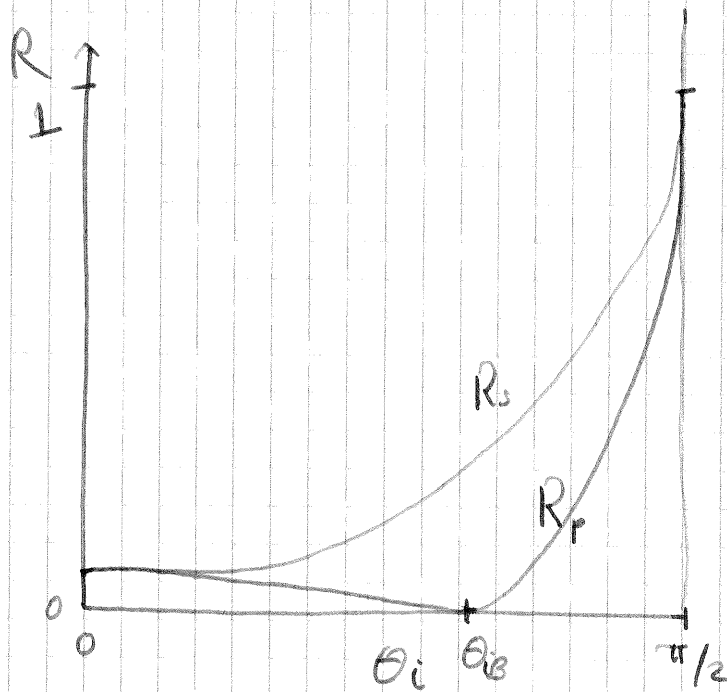
Imidlertid vil intensitetene
til reflektert og transmittert
bølger være avhengige av
polarisasjonene.

Enhver polarisasjon kan
(for samme materiale som en kugle)

dekomponeres og da blant annet
 til en komponent parallell til
 snifallsplanet (kalles p - eller π -
 komponenten) og en komponent
 normalt på snifallsplanet
 (kalles s - eller σ -komponenten).
 (Husk at det er E -feltet
 som bestemmer navn-givningen.)

Refleksjonskoeffisienter for s - og
 p -komponenten for overgangen
 luft/glass med relativ brytnings-
 indeks $n = 1,5$ er vist som
 funksjon av snifallsvinkelen θ_i
 på neste side

(fra Rief & al. s. 452)



Fra figuren ser vi:

For en gitt innfallsvinkel

$$\theta_i = \theta_{iB}$$

har vi ingen refleksjon av
p-komponenten.

Det betyr:

- i) Dermed innfallende stråle er
lineært polarisert i innfallsvinkelen,

får vi igjen refleksjon for $\theta_i = \theta_{iB}$.

ii) Dessom vi har noen som helst annen polarisasjon (enn den i punkt i), får vi (for $\theta_i = \theta_{iB}$) en reflektert bølge som er lineært polarisert normalt på innfallsplanet.

Innfallsvinkelen kalles θ_B -
B står for Brewster eller David
Brewster som oppdaget den i 1812.

Det kan vises at vi for

Brewster vinkelen har $\theta_{iB} + \theta_{tB} = \frac{\pi}{2}$

Detta betyr at

$$\sin \theta_{0B} = \cos \theta_{iB}$$

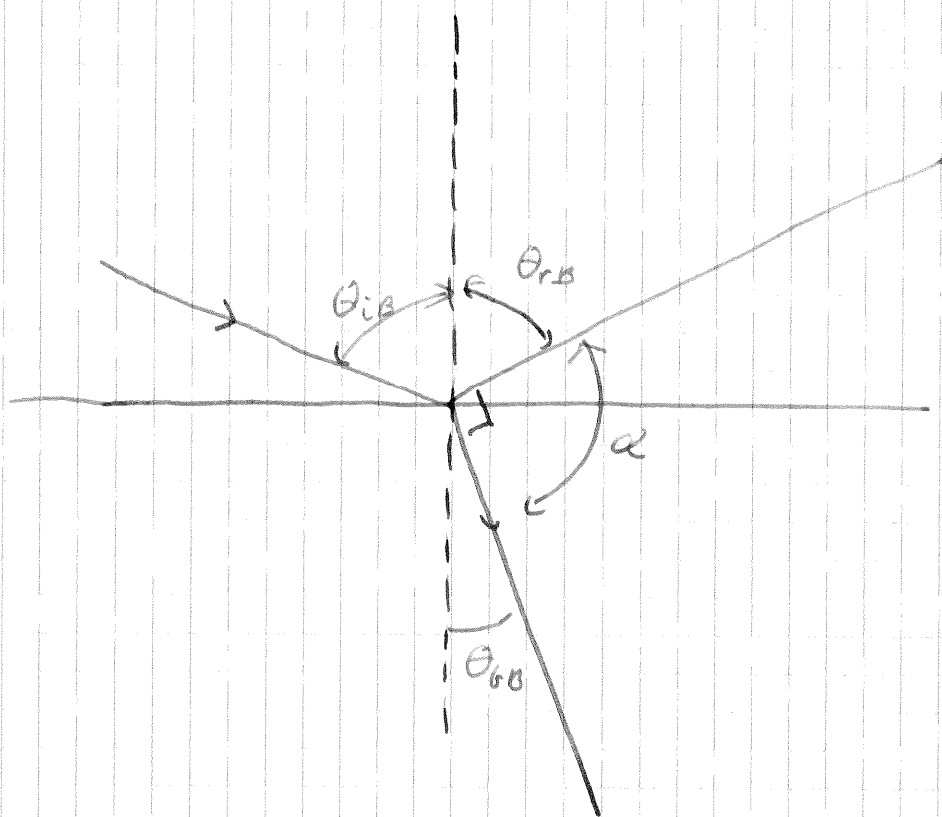
Kombinerer vi dette med

$$\frac{\sin \theta_{iB}}{\sin \theta_{0B}} = n,$$

får vi

$$\frac{\sin \theta_{iB}}{\cos \theta_{iB}} = \tan \theta_{iB} = n$$

Vår vi har at $\theta_i = \theta_{iB}$, ser vi på figuren på neste side at vinkelen α mellom reflektert og bundt stråle må være $\frac{\pi}{2}$:



Ilustrasi an skema yang for

$$\theta_i = \theta_{iB} \quad (\text{di mana } \theta_{iB} = \theta_{rB})$$

ny diura: $\alpha = \pi - (\theta_{rB} + \theta_{tB}) = \pi - \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2}$
