



LUNDS TEKNISKA HÖGSKOLA

FAFF30 VÅGLÄRA OCH OPTIK

# Sammanfattning Difraktionslaboration

Emil Babayev

Laborationshandledare  
Samuel Bengtsson

2020-05-08

# 1 Inledning

Länge har det diskuterats om ljuset har våg- eller partikelnatur. Diskussionen har pågått i flera hundra år och man är fortfarande inte helt överens kring vilket det är, utan accepterar istället att ljuset uppvisar både våg- och partikelgenskaper. I denna laboration har fenomenet diffraction (även känt som böjning) studerats, vilket är ett typiskt vågfenomen. Det innebär att alla resultat som åstadkommits i laborationen tyder på att ljus definitivt är en våg. Alla uppställningar har gjorts med en röd, koherent, monokromatisk laser med våglängden  $\lambda = 641.3 \text{ nm}$ .

## 2 Sammanfattning av laborationen

### 2.1 Fraunhoferdiffraction

Ljuset från lasern kollimerades och två speglar placerades i strålgången för att kunna styra strålens riktning. Den delen av laborationsbänken syns i figur 1.



Figure 1: Labbuppställningen

#### 2.1.1 Dubbelspalt

I den första delen av laborationen placerades en dubbelspalt i den kollimerade ljusstrålen. På en skärm ca 1 m längre bort iakttogs ett typiskt interferensmönster, se figur 2. Uppgiften var sedan att beräkna spaltavståndet hos dubbelpalten, vilket gjordes med ekvation 1 (beteckningar enligt tabell 1) genom att lösa ut  $d$ . Avståndet till skärmen mättes och ett medelvärde togs, samt avståndet mellan två maxima av samma ordning, mätvärdena redovisas i tabell 1. Med detta kunde spaltavståndet räknas ut, och medelvärdet för spaltbredden var 0.27 mm.

$$dsin(\theta) = m\lambda, m \in \mathbb{Z} \quad (1)$$

Mönstret kan förklaras genom att de två smala spalterna fungerar som punktkällor för den inkommende plana vågen. Dessa punktkällors vågor adderas i alla punkter efter spalterna, och där

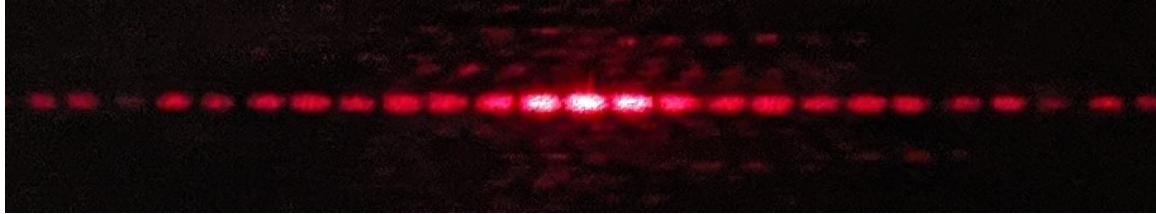


Figure 2: Interferens med dubbelspalt

Maximats ordning (m)	Avstånd till maximum (x/cm)	Avstånd till skärmen (L/cm)	Beräknat spaltavstånd (d/mm)
1	0,24	99,775	0,2666
2	0,5	99,775	0,2559
3	0,65	99,775	0,2953

Table 1: Mätvärdena från dubbelspalten

väglängdskillnaden är en hel multipel av väglängden får vi maxima (vågorna interfererar i fas), och där väglängdskillnaden är en multipel av en halv väglängd fås minima (vågorna interfererar ur fas). Att mönstret blir svagare i kanterna beror på att även diffraction sker i denna situation och fungerar som ett ”envelope” till interferensmönstret. Detta gäller för alla flerspaltssystem.

### 2.1.2 Enkelspalt

Dubbelspalten byttes ut mot en enkelspalt, och nu skulle istället spaltbredden beräknas, med hjälp av ekvationen för diffractionsminima, ekvation 2, med beteckningar enligt tabell 2. Mätvärden togs, enligt tabell 2.

$$bsin(\theta) = m\lambda, m \in Z \quad (2)$$

Mönstret som uppstod visas i figur 3. Enkelspaltens mönster förklaras på grund av fasskillnaden som

Minimats ordning (m)	Avstånd till minima (x/cm)	Avstånd till skärmen (L/cm)	Beräknad spaltbredd (d/mm)
1	0,325	99,9	0,1973
2	0,65	99,9	0,1973
3	0,95	99,9	0,2025
4	1,3	99,9	0,1973

Table 2: Mätvärden från enkelspalten

uppstår mellan alla punktkällor som skapas i spaltöppningen (som är förhållandetvis bred jämfört med ljusets väglängd) när de når en skärm. På vissa punkter träffar alla elementarvågor varandra i fas (exempelvis i huvudmaximum), och på andra ställen möts de ur fas och släcker ut varandra.

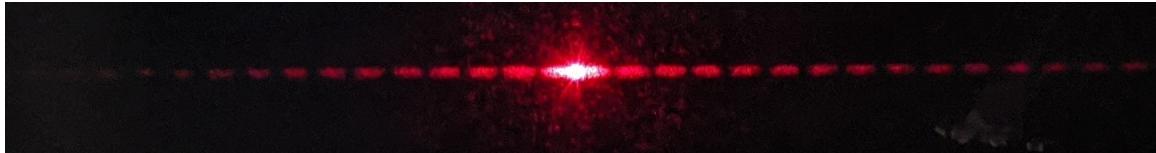


Figure 3: Mönstret från en enkelspalt

### 2.1.3 Babinets princip

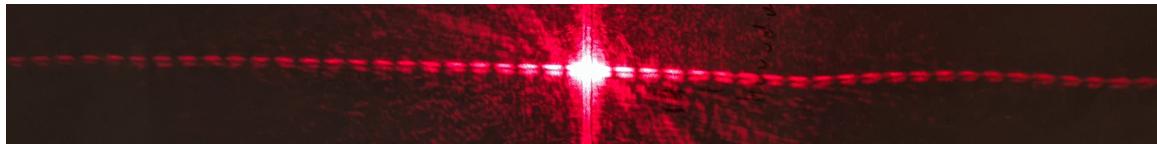


Figure 4: Två överlagrade interferensmönster i motfas

I denna del placerades strålen precis i gränsområdet mellan en tråd och spalt. Babinets princip gäller vilket innebär att de två hindren är komplementära och bildar samma diffraktionsmönster på skärmen. Enligt pricipen blir de två vågsystemen från spalten respektive tråden i motfas och amplituderna släcker ut varandra där de möts, detta är den mörka randen i mitten i figur 4. Eftersom hindren är komplementära kan man tänka sig att kombinationen av de två inte borde leda till något ljus alls (alltså att det skulle bli mörkt om en spalt och tråd placerades på samma ställe) vilket också troliggör randen i mitten.

### 2.1.4 Flerspaltsystem

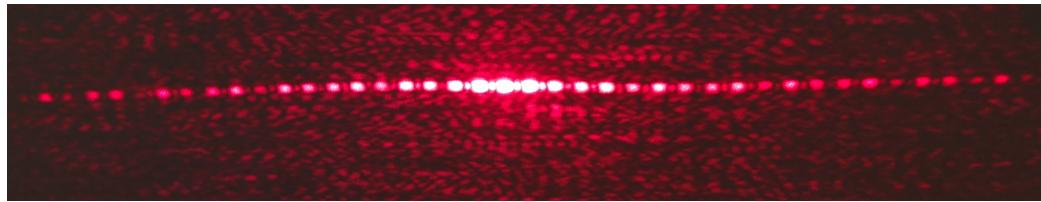


Figure 5: Ett trespaltssystem, ett bimax syns tydligt



Figure 6: Ett fyrsplattssystem, två bimax är urskiljbara

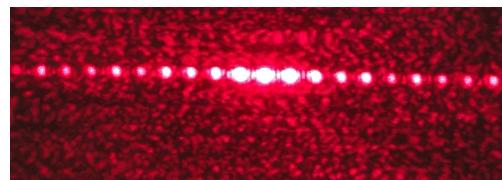


Figure 7: Ett femspaltssystem, tre bimax är urskiljbara

Därefter placerades ett tre-, fyra- och femspaltssystem i ljusstrålen. Även dessa system vållar interferensmönster (likt dubbelspalten, figur 1) mellan punktkällor, men eftersom vi ökar antalet källor uppstår även andra intressanta bieffekter. Vi behåller de ljusaste maxima, som nu kallas huvudmaxima, på samma plats, men de blir ljusare och smalare ju fler spalter vi har. Spalterna blir smalare eftersom det blir fler vågor som måste mötas precis i fas för att total konstruktiv interferens skall uppstå. Att de blir smalare måste innebära att de blir ljusare eftersom energin måste ta vägen någonstans.

Den största skillnaden är att här även uppstår bimaxima, ljusa fläckar mellan huvudmaxima. Detta beror på att fasskillnaden mellan de inkommende vågorna blir sådan att vissa vågor släcker ut varandra, men inte alla. Därför når fortfarande en del av intensiteten fram. Där vågorna råkar vara helt i motfas får vi återigen minima, men de blir fler. Vi får  $N - 2$  bimax och  $N - 1$  minima, där  $N$  är antalet spalter. Detta är alltså antalet fasförskjutningar mellan elementarvågorna som råkar skapa (delvis) utsläckning.

Dessa effekter kan iakttas i figurerna 5, 6 och 7.

## 2.2 Fresneldiffraktion

När den kollimerande linsen sedan tas bort från ljuskällan så att den blir divergent kan man iakta Fresneldiffraktion. Den analytiska modellen är något avancerad (kräver en del vektoraddition) så jag förutsätter en konceptuell förståelse.

### 2.2.1 Ställbar spalt

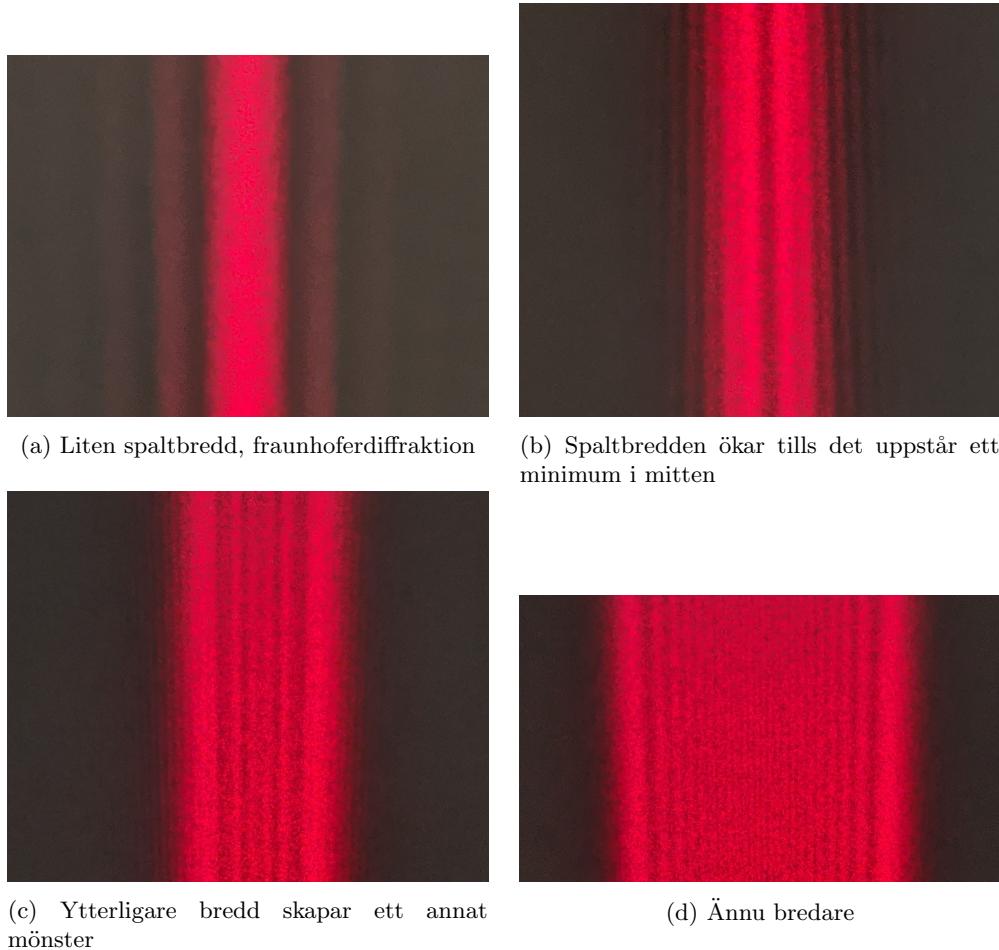


Figure 8: övergång mellan fraunhofer- och fresneldiffraktion

Med en ställbar spalt kunde man återskapa både fraunhofer- och fresneldiffraktion. När spaltbredden är liten (figur 10a) är de inkommende vågorna så gott som parallella och spalten är tillräckligt liten för att det skall uppstå fraunhoferdiffraktion. Vi har ett huvudmaximum i mitten. När spaltbredden sedan ökar övergår maximat till ett minimum, och det är analytiskt omöjligt för fraunhoferdiffraktion, alltså måste man då övergått till fresneldiffraktion, se figur 10b. När

spalten sedan öppnas mer blir diffraktionsmönstret bredare och fler ”toppar och dalar” uppstår, se figurer 10c och d.

### 2.2.2 Rak kant

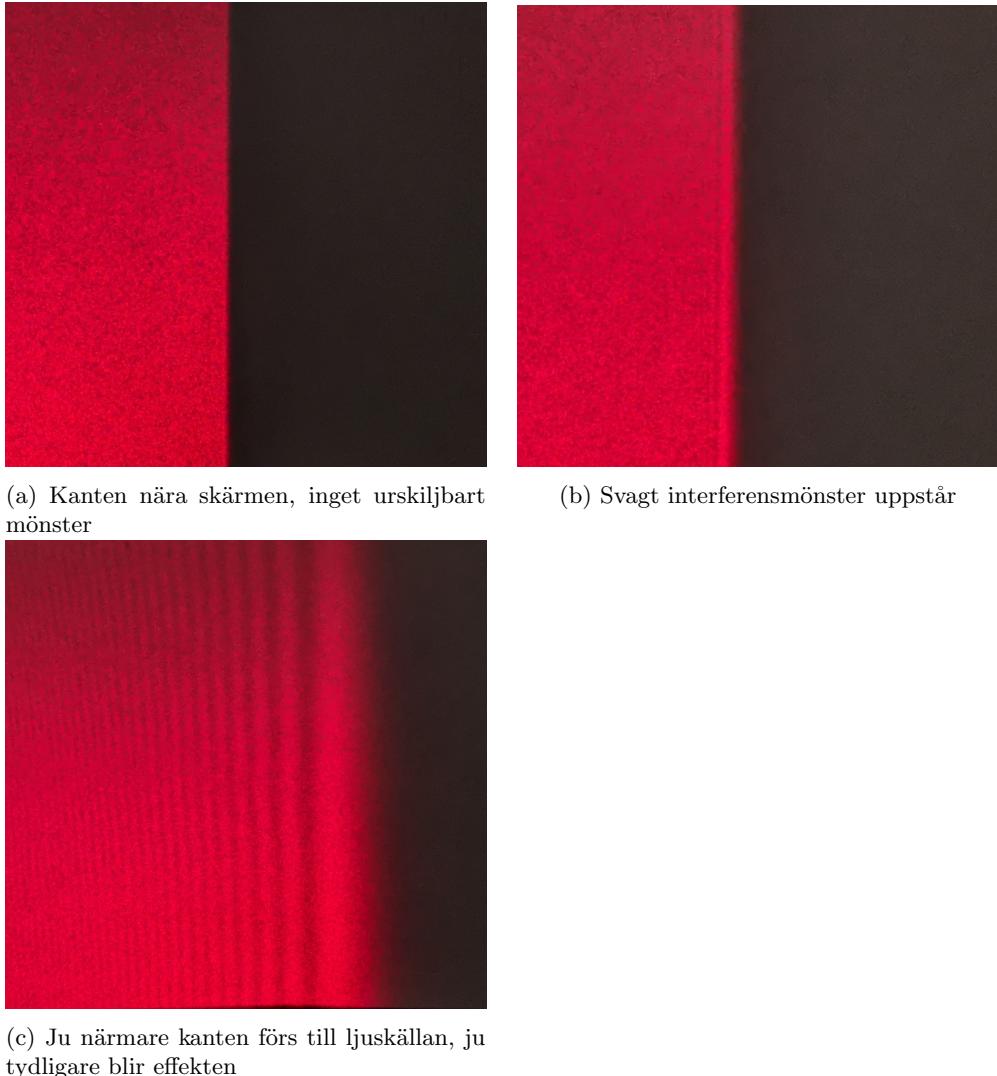


Figure 9: Fresneldiffraktion mot rak kant

Med en rak kant kan också fresneldiffraktion iakttas. När kanten placeras framför den divergenta strålen, nära skärmen kan inget diffraktionsmönster iakttas (figur 9a). När man sedan för kanten närmare ljuskällan minskar parallelliteten hos ljusstrålarna och en mer påtaglig fresneldiffraktion kan iakttas, figurer 9b och c.

Ett sådant här mönster uppstår mot en rak kant eftersom ljuset böjs även här. Man ser också i bilderna att ljuset böjs runt kanten och in i det område som är mörkt under vanliga omständigheter (syns tydligast i 9c) och högerkanten på bilderna är därför lite ”mjuk”. På den vänstra sidan uppstår vanlig fresneldiffraktion, främst med vågorna som böjs av kanten, och det är detta som leder till den vågaktiga intensitetsfördelningen på vänster del av skärmen. Detaljerna av hur ljuset böjs runt en rak kant har jag inte direkt koll på.

### 2.2.3 Hål

I denna del skulle diametern på ett hål bestämmas med hjälp av fresneldiffraktion. Detta görs genom att först placera hålet nära skärmen (så att fraunhoferdiffraktion uppstår då vi har så gott som parallella strålar, figur 10a) och sedan flytta hålet närmare ljuskällan tills det uppstår ett minimum i mitten av mönstret, figur 10b. Första gången detta uppstår kan man vara säker på att vi hade två fresnelzoner, då är fasskillnaden mellan mitten av hålet och översta kanten en hel våglängd och ljuset släcks ut helt i mitten. När hålet sedan flyttas närmare ljuskällan blir centrum av skuggan alternerande ljus och mörkt, och man vet att man nått nästa fresnelzon. Tre fresnelzoner ger ljus prick i mitten (figur 10c) och fyra ger återigen mörk, då fasskillnaden är en hel multipel(2) av våglängden (figur 10d). För att sedan beräkna hålets diameter används pythagoras

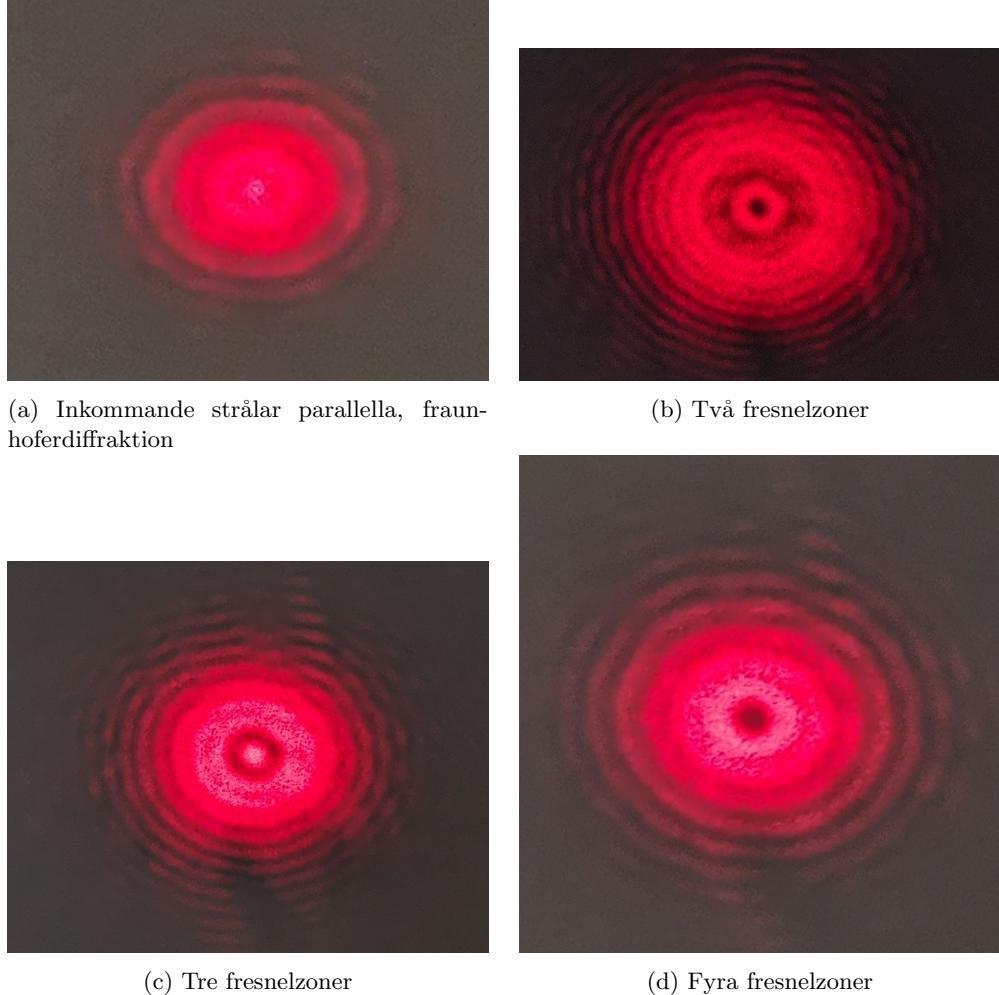


Figure 10: Övergång mellan fraunhofer- och fresneldiffraktion

sats tillsammans med kunskapen om fasskillnaden (och fresnelzonerna). För varje fresnelzon mättes avståndet till ljuskällan och samband 3 ställdes upp, utifrån figur 11, med beteckningar enligt tabell 3.  $m$  är hur många multiplar av våglängden vi har i fresnelzonen, alltså antalet fresnelzoner/2.

$$(L + m\lambda)^2 = r^2 + L^2 \quad (3)$$

$r$  beräknades ur mätvärdena med hjälp av ekvation 3 och vi fick ett medelvärde på  $r = 0.30$  mm, alltså en hålradius på 0.6 mm, vilket bedömdes som rimligt.

Fässkillnad $\lambda/m$	Avstånd till hålet (L/cm)	Beräknad hålradie (r/mm)
1	7,76	0,3153
1,5	5,05	0,3117
2	3,60	0,2996

Table 3: Mätvärden från hålet

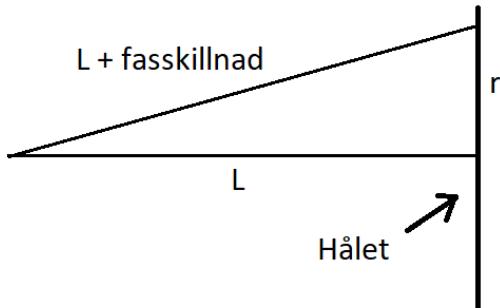


Figure 11: Sambandet för att beräkna hålets radie

#### 2.2.4 Aragos fläck

Tyvärr glömde jag ta en bild på Aragos/Poissons fläck, men den är inte särskilt svår att beskriva.

När man belyser ett cirkulärt hinder uppstår ett intressant fenomen, det blir nämligen en liten ljus prick i mitten av skuggan från hindret. Detta kan också förklaras med böjning. När ljuset böjs runt det cirkulära hindret följer även lite intensitet med bakom hindret. Just i mitten av skuggan möts alla vågor i fas (väglängdskillnaden är noll), och därför blir det konstruktiv interferens just i mitten av skuggan.