

דוגמה לשיטות ניגוד

- ננסה לחשב את פילוג העוצמה בדמות של עצם מופע חד מימדי, עבור המסננים בציור.
 - למרות החישוב הכמותי, יש להדגיש שעיקר התוצאה היא איכותית – לצפות בעצמי מופע – ורק לעתים רחוקות לחשב את ערכם.
 - יהי העצם **סדק מופע** - שדה שקוף המכיל פס צר של מופע אופטי השונה מסביבתו.
 - בכיוון אחד, x , הניצב לאורך הפס, נתאר עצם כזה על ידי
- $$f(x) = e^{i\phi(x)}; \quad \phi(x) = \begin{cases} \beta & |x| \leq a \\ 0 & |x| > a \end{cases}$$
- נכתוב פונקציה זו כסכום של שדה אחיד והפרש בתוך אזור הסדק,

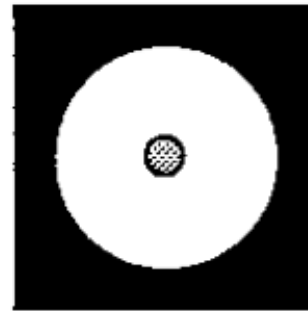
$$f(x) = 1 + (e^{i\beta} - 1)g(x)$$



מסנן ניגוד עקיפה



מסנן שלירן



מסנן ניגוד מופע



מסנן רקע כהה

סדק מופע

- ההעברה של סדק ברוחב $2a$ מיוצגת כאן על ידי

$$g(x) = \text{rect}(x/2a)$$

- התמרת הפונקציה היא

$$F(u) = \delta(u) + 2a(e^{i\beta} - 1)\text{sinc}(au)$$

- בשיטת תאורה ברקע כהה מסירים את סדר האפס.

- כאן מדובר ב- $\delta(u)$ ובתחום צר בעובי זניח במרכז פונקצית ה-sinc.

- לאחר סינון כזה, ניתן לקרב את ההתמרה על ידי

$$F_1(u) = 0 + 2a(e^{i\beta} - 1)\text{sinc}(au)$$

- הדמות הנוצרת, ההתמרה ההפוכה, היא

$$f_1(x) = (e^{i\beta} - 1)g(x) = (e^{i\beta} - 1)\text{rect}(x/2a)$$

סדק בהיר

- קיבלנו שהדמות הנוצרת היא

$$f_1(x) = (e^{i\beta} - 1) \text{rect}(x/2a)$$

- מתקבל שהסדק מופיע בהיר על רקע כהה. עוצמתו תלויה במופע β

$$\begin{aligned} I_1(x) &= |f_1(x)|^2 \\ &= 2(1 - \cos \beta) g(x) \\ &= 2(1 - \cos \beta) \text{rect}^2(x/2a) \\ &= 2(1 - \cos \beta) \text{rect}(x/2a) \end{aligned}$$

- כצפוי, הדמות נעלמת כאשר $\beta = 0, 2\pi$ שאז אין הבדל בין הסדק וסביבתו.

תמונת שלירן

- נשתמש באותה תמונה לשיטת שלירן, שם המסנן מסיר את $\delta(u)$ יחד עם כל ההתמרה עבור $u < 0$

$$F_2(u) = 2a(e^{i\beta} - 1)\text{sinc}(au)D(u); \quad D(u) = \begin{cases} 1 & u > 0 \\ 0 & u \leq 0 \end{cases}$$

- בשימוש בקונבולוציה, ההתמרה של התמונה היא

$$f_2(x) = (e^{i\beta} - 1)g(x) \otimes d(x)$$

- תוך שימוש בהתמרת פונקצית הצעד $D(u)$

$$d(x) = \int_{-\infty}^{\infty} D(u) e^{-iux} du = \frac{1}{ix}$$

- חישוב ישיר של הקונבולוציה עבור פונקצית הסדק $g(x)$ נותן

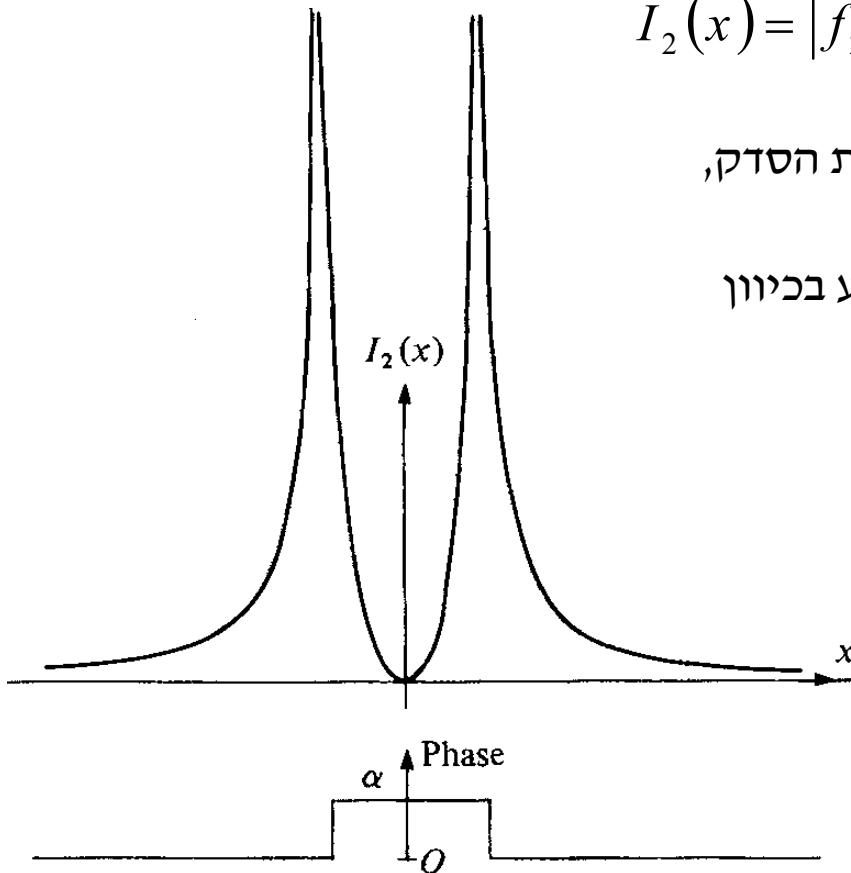
$$\begin{aligned} g(x) \otimes d(x) &= -i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(x-x')}{x'} dx' \\ &= -i \int_{x-a}^{x+a} \frac{dx'}{x'} \\ &= -i \ln \left| \frac{x+a}{x-a} \right| \end{aligned}$$

עוצמת תמונת שלירן

- עוצמת הדמות תהיה

$$I_2(x) = |f_2(x)|^2 = 2(1 - \cos \beta) \left[\ln \left| \frac{x+a}{x-a} \right| \right]^2$$

- בדוגמה זו שיטת שלירן מדגישה בבירור את קצוות הסדק, שהן אי-רציפויות של עצם המופע.
- ניתן להראות ככלל שהשיטה מדגישה נגזרות מופע בכיוון הניצב ללהב הסכין.



ניגוד המופע

- לבסוף, דגם זה יכול להדגים את שיטת ניגוד המופע. נסנן את ההתמרה

$$F(u) = \delta(u) + 2a(e^{i\beta} - 1)\text{sinc}(au)$$

- באמצעות לוח המופע המשנה את מופע הרכיב בראשית בשיעור $\pi/2$ (כלומר, נכפול ב- i)

$$F_3(u) = i\delta(u) + 2a(e^{i\beta} - 1)\text{sinc}(au)$$

- משרעת העוצמה היא התמרה הפוכה היא

$$f_3(x) = i + (e^{i\beta} - 1)g(x)$$

- שערכה i בתחום $|x| > a$ ולעומת זאת בתוך הסדק

$$i - 1 + e^{i\beta} = (\cos \beta - 1) + i(\sin \beta + 1)$$

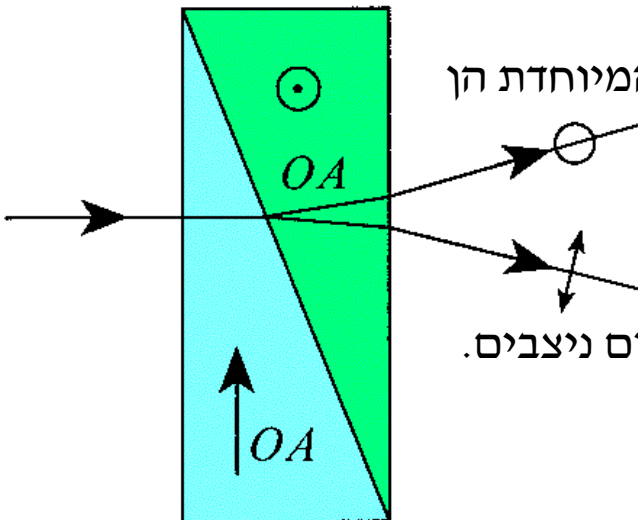
- ניגוד העוצמה מירבי כאשר $\beta = 3\pi/4$.

מיקרוסקופ ההתאבכות

- לצורך ניתוח מרוכב כמותי של עצם מופע משתמשים במיקרוסקופ התאבכות, המבוסס על התאבכות שתי קרניים.
- אם ניתן להשתמש בתאורה לא-קוהרנטית, פסי ההתאבכות חייבים להיות ממוקמים בעצם.
- קיימים מספר סוגי אינטרפרומטר התאבכות, אך נתרכז כאן רק במיקרוסקופ נומרסקי.
- התאבכות במיקרוסקופ אינה שיטת סינון מרחבי, אבל היא משלימה את השיטות שתוארו לעיל.
- מיקרוסקופ ההתאבכות מנצל התאבכות גזירה, שבו יש תמונת התאבכות בין שתי קרניים המוסחות קוית במידה קבועה (מידת הגזירה). הדמות מופיעה כפול, אך הגזירה קטנה כל כך שחדות התמונה אינה נפגעת.
- אם, בנוסף, יש הבדל מופע בשיעור π בין מופעי שתי הקרניים אזי יש התאבכות הורסת ביניהן והשדה המתקבל הוא כהה במקרה שאין שינויי מופע.
- אזורים בדמות שבהם אכן יש הפרשי מופע בתוך וקטור ההעתקה יופיעו **בהירים** על הרקע הכהה.
- לכן השיטה נקראת **ניגוד התאבכות גזירתית** (differential interference contrast).
- שימושיו בתחומים רבים, מבחינת פיסות סיליקון ועד ביולוגיה.

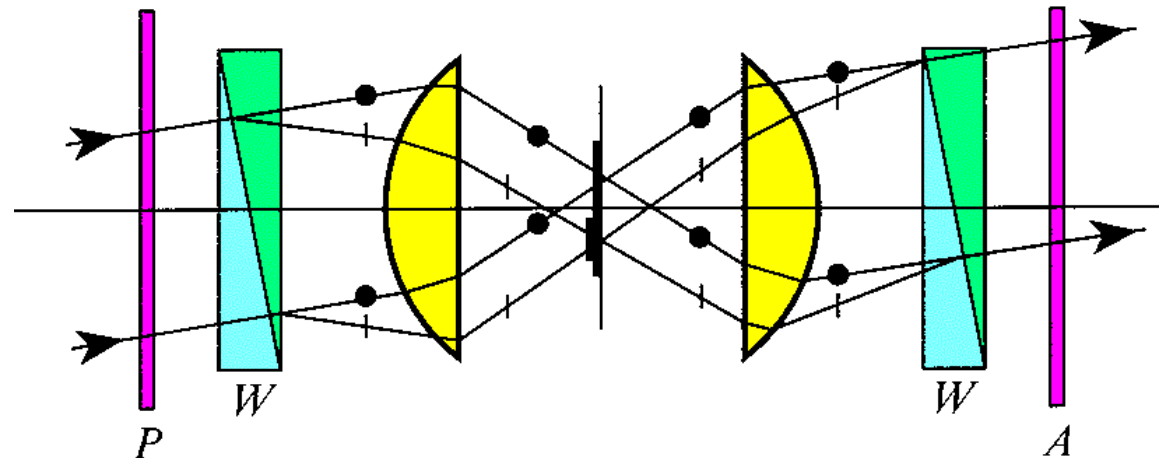
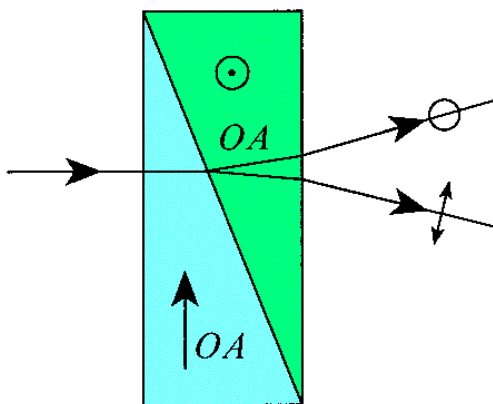
גזירת הקרנים

- במיקרוסקופ ההתאבכות של נומרסקי מקבלים את הגזירה הקטנה על ידי שימוש בתכונות שונות של גביש בקיטובים שונים. נתייחס למיקרוסקופ כאל מיקרוסקופ העברה, למרות שלרוב הוא משמש בהחזרה. כן נניח תאורה קריטית.
- התאורה על שתי נקודות בעצם מתאימה בכניסה למכּיז לשני גלים מישוריים הנעים בכיוונים שונים מעט.
- שני הגלים נובעים מגל מישורי החולף דרך התקן גבישי דק (מנסרת וולסטון, Wollaston) הדומה לקומפנסטור בבניה (Babinet compensator).
- משתמשים לכך בגביש יוניאקסיאלי (חד-צירי) בצורת שתי מנסרות דקות הפוכות בעלות צירים אופטיים ניצבים OA .
- הגל המקורי מקוטב ב- 45° מעלות לצירים אלו, כך שהקרן הרגילה והמיוחדת הן בעלות עוצמות שוות.
- כאשר הזווית α של המנסרה קטנה, סטיית הקרן היא $\alpha(\mu - 1)$.
- לכל קיטוב מקדם השבירה μ שלו.
- המנסרה הכפולה מייצרת הפרדה בין שני הקרנים המקוטבות בכיוונים ניצבים.



מיקרוסקופ הגזירה

- ההפרדה הזוויתית בין הקרניים היא $2 \alpha (\mu_e - \mu_o)$, המיתרגמת למרחק $2 F \alpha (\mu_e - \mu_o)$ במישור הדמות.
- כאן F הוא מרחק המוקד של עצמית ומרכז המיקרוסקופ.
- לאחר העברה דרך העצם ועדשת העצמית מתאחדים שני הגלים במנסרת וולסטון דומה.
- בגלל שהאור של שני הגלים מגיע מאותו רכיב גל מישורי של אותו מקור, הגלים קוהרנטיים ומתאבכים.
- ניתן לצפות בשני הגלים דרך מנתח המוצלב בכיוונו עם המקטב הראשון.
- אם הדגם אינו מוסיף כל הפרש מופע בין שתי הקרניים, הגל הנוצר הוא מישורי בקיטוב ניצב למנתח.
- כיון שהמנתח אינו מעביר כל אור, השדה כהה.
- כל שינוי מופע יסובב את קיטוב האור לאליפטי וחלק מהאור יעבור דרך המנתח.
- ניצבות המקטב והמנתח הוסיפה את שינוי המופע הנדרש בשיעור π ללא תלות באורך הגל.



דימות בגזירה

- פוקצית ההעברה של העצם אינה אמורה להיות תלויה בקיטוב (אחרת, מיקרוסקופ מקטב היה מתאים יותר). נתונים:
- פוקצית ההעברה של העצם $f(x,y)$, וקטור הגזירה בין שתי הדמויות δx , ופונקצית פריסת הנקודה של עצמית המיקרוסקופ $p(x,y)$. אזי עוצמת תמונת ההתאבכות היא

$$I(x, y) = |f(x, y) - f(x + \delta x, y)|^2 \otimes p(x, y)$$

- ההארה אמורה להיות לא-קוהרנטית. אנו יכולים לפתח עבור δx קטן ולקבל

$$f(x + \delta x, y) \approx f(x, y) + \delta x \frac{\partial f}{\partial x}$$

$$I(x, y) = \delta x^2 \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|^2 \otimes p(x, y)$$

$$f(x, y) = |f(x, y)| \exp[i\phi(x, y)]$$

- כעת נכתוב, עבור

$$\frac{\partial f}{\partial x} = if \frac{\partial \phi}{\partial x} + e^{i\phi} \frac{\partial |f|}{\partial x}$$

דימות במיקרוסקופ גזירה

- קיבלנו שהעוצמה היא

$$I(x, y) = \delta x^2 \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|^2 \otimes p(x, y)$$

- קירבנו את הנגזרת על ידי

$$\frac{\partial f}{\partial x} = if \frac{\partial \phi}{\partial x} + e^{i\phi} \frac{\partial |f|}{\partial x}$$

- עצם מופע מטבעו יהיה בעיקרו שינויי מופע, ועל כן נזניח את האבר האחרון ונקבל

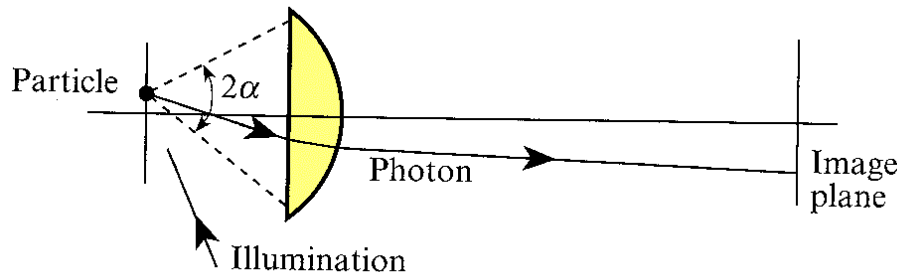
$$I(x, y) = |f(x, y)|^2 \delta x^2 \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|^2 \otimes p(x, y)$$

- לכן הדמות מדגישה שינויי מופע בכיוון של וקטור ההעתקה או הגזירה (shear).
- סדק המופע שראינו קודם יופיע כשני קווים בהירים לאורך קצותיו, אלא אם כן הוא מקביל לגזירה.
- אם הסדק צר מאוד, הקווים עלולים להתמזג, אולם יש להזהר מחיבורם כיון שבגבול ההפרדה התאורה עלולה להיות קוהרנטית בחלקה.
- כפי שראינו קודם, גם שיטת שלירן מדגישה נגזרות מופע.
- לעומתה שיטה זו משתמשת בתאורה לא-קוהרנטית ומתאימה במיוחד להפרדה גבוהה.

שיפור ההפרדה

- אף אחת מהשיטות שפורטו לעיל לא משפרת את כושר ההפרדה מעבר לגבול של $\lambda / 2 \text{ NA}$.
- חלק מהשיטות, בגלל ההגבלות שהן שמות במישור פוריה מקלקלות מעט את ההפרדה.
- האם הגבול של $\lambda / 2 \text{ NA}$ הוא בסיסי?
- הגבול אכן נראה כמגבלה יסודית. הייזנברג עשה בו שימוש להדגים את אי הוודאות של המכניקה הקוונטית בנסיון המחשבתי שלו על 'מיקרוסקופ קרני ה- γ ' :
- נניח שאנו רוצים למצוא את מקומו של חלקיק נקודתי בשדה של מיקרוסקופ בדיוק רב ככל האפשר.
- כדי לעשות זאת, נבחר ראשית מיקרוסקופ עם מפתח מספרי NA גדול ככל האפשר ונשתמש בגלים באורך גל הקצר ביותר (קרני γ).
- כדי להחליט על מיקום החלקיק אנו חייבים לפזר ממנו לפחות פוטון אחד ופוטון זה חייב להיכנס לעדשת המיקרוסקופ. אבל אין כל דרך לדעת באיזו זווית הגיע הפוטון לעדשה.
- כל מה שידוע לנו הוא שאחרי הפיזור מהחלקיק הפוטון נע אי שם בתוך החרוט של חצי-זווית α שמגדירה את המפתח המספרי.
- נניח שלפוטון היה מספר גל k_0 .
- רכיב ה- x שלו לאחר פיזור חייב להיות בטווח

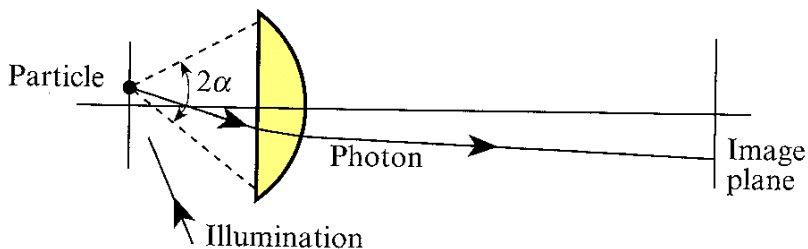
$$-k_0 \sin \alpha < k_x < k_0 \sin \alpha$$



אין ודאות

- אם לפוטון היה מספר גל k_0 אזי רכיב ה- x שלו לאחר פיזור חייב להיות בטווח

$$-k_0 \sin \alpha < k_x < k_0 \sin \alpha$$



- אם כן אי הוודאות היא

$$\delta k_x = 2k_0 \sin \alpha$$

- מתוך תורת ההפרדה של המיקרוסקופ מקבלים אי וודאות במיקום הדמות (כלומר פונקצית פריסת הנקודה) בשיעור

$$\delta x = \lambda/2 \text{ NA} = \lambda/2 \sin \alpha$$

- אי לכך

$$\delta x \delta k_x = 2\pi$$

- מה שניתן להיכתב בצורה הרגילה של עיקרון אי הוודאות

$$\delta x \delta p_x = h$$

הצפה באור או גל דועך

- נחפש כעת דרך לעקוף את עקרון אי הוודאות, מה שיכול לסייע לנו לשפר את ההפרדה במיקרוסקופיה.
- דרך משתלמת אחת היא להשתמש בהרבה פוטונים.
- כל פוטון נצפה חייב להכנס לעדשה, כך שאין שינוי ב- δk_x .
- אי הודאות של n פוטונים כאלו תהיה $2 \sqrt{n} k_0 \sin \alpha$, כך שנוכל לצפות ל-

$$\delta x \approx \lambda / 2 \sqrt{n} \text{ NA}$$

- אם מספר הפוטונים n הוא גדול מאוד, הדבר עשוי להוות שיפור משמעותי בהפרדה.
- יש מספר דרכים שבהן ניתן לקבל הפרדה מעבר לגבול אבה, והן דורשות מספר גדול של פוטונים.
- אחת מהן היא להשתמש בגלים **דועכים**. על הגל האלקטרומגנטי לקיים את משוואת הגלים (הסקלרית)

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 \psi = 0$$

- עד כה הנחנו בעקיפין כי ההפרדה היא בצורת גל בכל הכיוונים, אבל אם היא תהיה דועכת באחד מהם, למשל z , כך שניתן יהיה להציב את פונקצית הגל

$$\psi = \exp[i(xk_x + yk_y) \pm 2\pi z/a]$$

שיפור ההפרדה בגל דועך

- נקבל ממשואת הגלים

$$k_x^2 + k_y^2 - \frac{4\pi}{a^2} = k_0^2 = \frac{4\pi}{\lambda^2}$$

- אם $a \ll \lambda$, אזי k_x או k_y יהיו קרובים ל- $2\pi/a$, הרבה מעבר ל- k_0 .
- כתוצאה מכך, ההפרדה תהיה $\delta x \approx a$ או $\delta y \approx a$, הרבה פחות מאורך הגל.
- התהליך של הפיכת הגל לדועך מרמזת יישום תנאי שפה הדורשים גלים דועכים לקיומם.
- נדון בשלושה רעיונות המשתמשים בעקרונות אלו, ומתוכם שניים הוליכו למכשירים פעילים.
- תחום זה מצפה עדיין לרעיונות חדשים.

אפודיזציה

- אפודיזציה היא שיטת סינון מרחבי שבה משפיעים על מישור פוריה באמצעות מסכה במישור העדשה כדי לשפר את פונקצית פריסת הנקודה.
- דרך אחת להחלשת טבעות העקיפה בפונקצית איירי נעשתה בעזרת מסכה גאוסית. הדבר מקלקל מעט את ההפרדה. אנו מעונינים ביישום אחר המשפר את ההפרדה.
- נניח שאנו חוסמים את מרכז העדשה, ומשאירים רק מפתח בצורת טבעת צרה סביב היקף העדשה.
- פונקצית פריסת הנקודה היא התמרת פוריה של הטבעת

$$I(\theta) = J_0^2\left(\frac{1}{2} k_0 D \sin \alpha\right)$$

- שהאפס הראשון שלו ב-

$$\frac{1}{2} k_0 D \sin \alpha = 2.40$$

- אבן הבוחן של ריילי תיתן הפרדה זוויתית $\theta_{\min} = 0.76 \lambda / D$ ושל ספֶרו - $\theta_{\min} = 0.69 \lambda / D$.
- עבור מפתח פתוח מקבלים מריילי $\theta_{\min} = 1.22 \lambda / D$ ומספֶרו - $\theta_{\min} = 0.95 \lambda / D$ – שיפור של 40%.
- מכיון שטבעות העקיפה הנובעות מפונקצית J_1 הן חזקות יחסית השיטה אינה ישימה לרוב, אבל יכולה להחשב כאנלוגיה דו מימדית של אינטרפרומטר מייכלסון לכוכבים. כמוהו היא בזבזנית באור.
- ביחס לשיקול אי הוודאות לקחנו k_x מירבי על ידי בחירת פוטונים שנכנסו לעדשה רק סביב קצה, ועל ידי כך קיבלנו δx מזערי.

הפרדת על

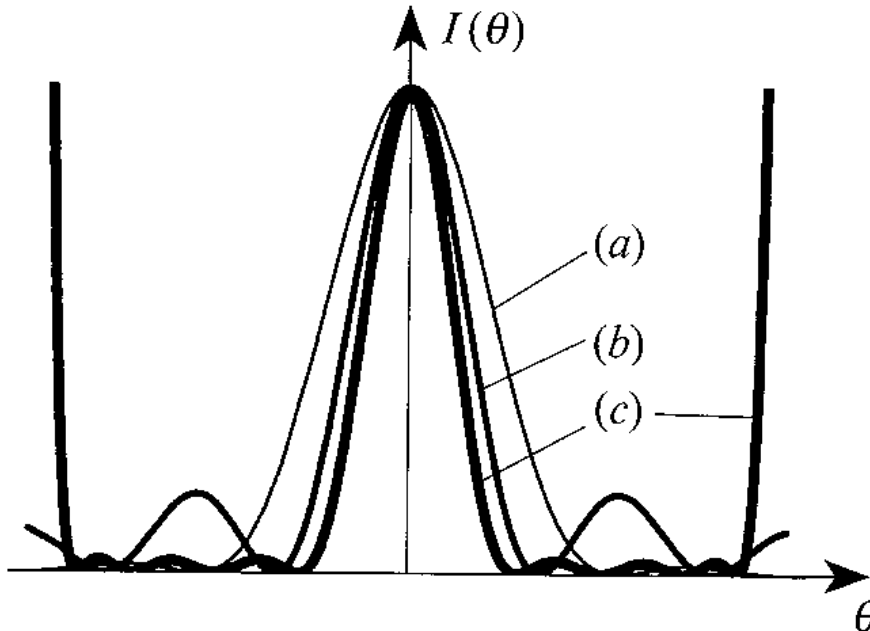
- טורלדו די פראנצ'יה (1952) הציע דרך מעניינת, וממנה ניתן להסיק כי תאורטית ניתן לעקוף את גבול אבה ללא גבול, אם כי במחיר של יעילות פוטונים.
- נניח שלעדשה רדיוס $R_0 = N \lambda$. אם נחסום אותה בטבעת דקה סביב הקפה, נקבל פונקצית פריסת נקודה $J_0(uR_0)$, כאשר $u = k_0 \sin \theta$. גבול ההפרדה של ריילי הוא $\delta u = 2.4 / r_0$.
- נוסיף כעת טבעת ממורכזת שניה למפתח, שרדיוסה $R_1 < R_0$ ומופעה π .
- בוחרים לטבעת העברה כזאת שפונקצית פריסת הנקודה שלה מבטלת את זו של הטבעת הראשונה (בגלל המופע ההפוך) במרחק כלשהו מהמרכז הוא $u_0 < 2.4 / r_0$.
- כיון שכעת יש טבעת כהה במרחק זה, יש שיפור בהפרדת ריילי.
- יחד עם זאת פונקצית פריסת הנקודה **כמעט** מתבטלת גם ב- $u = 0$, כך שהשיא המרכזי חלש מאוד; רוב האור מפוזר בעקיפה לחלקים החיצוניים של השדה, למקום בו פונקציות פריסת הנקודה מתחברות.

טבעות במפתח

- חוזרים על התהליך באמצעות זוג שני של מפתחים טבעתיים ברדיוסים $R_2, R_3 < R_1$, מה שנותן שוב אפס באותו u_0 .
- ההעברה של שתי טבעות אלו צריכה להבחר כך שהזוג השני מבטל את הזוג הראשון ברדיוס אחר $u_1 > u_0$.
- הרדיוס החדש מסייע לדחוף את האור לרדיוסים גדולים יותר.
- בעקרון ניתן להמשיך בתהליך זה עד שיש בערך $N/2$ טבעות. בסיומו של תהליך, יתגלה שיש אכן שיא מרכזי חלש מאוד מוקף על ידי שדה כהה, ובחירתו של u_0 קובעת את רוחב השיא המרכזי.
- לאן נעלמה אנרגיית האור? מתמטית, העוצמה הגדולה נעה לאזור $u > k_0$, שאינו ניתן לצפייה.
- חלק זה מתאים לגלים דועכים שאינם מגיעים לדמות. האור מוחזר על כן למקור, באנלוגיה להחזרה קריטית.
- בגלל יעילות האור הנמוכה של השיטה, אין היא מעשית, אולי פרט לעצמים קטנים מאוד המצויים כולם בתוך הטבעת החיצונית הבהירה.
- עם זאת, ניתן להבין שיש אפשרות לעקוף את מגבלת אבה בתנאי שיש מספיק פוטונים.

פריסת הנקודה במפתח טבעות

- דוגמה של פונקציית פריסת נקודה שהושגה על ידי שימוש במספר טבעות.
- שולי התמונה מוסתרים על ידי טבעת שבה נמצא רוב האור.



השוואה של פונקציית פריסת נקודה עבור

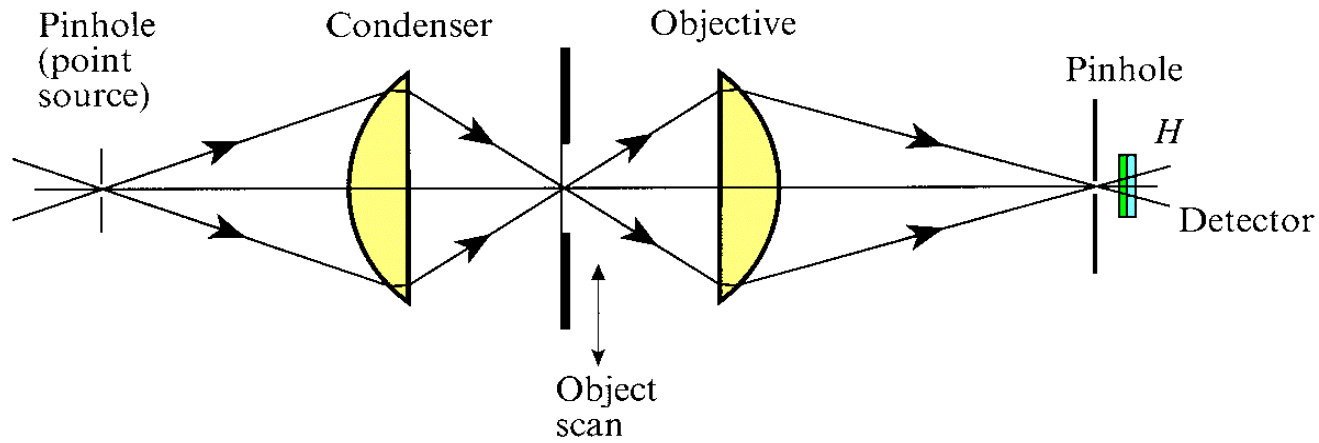
(a) מפתח עגול,

(b) מפתח טבעתי,

(c) מפתח המורכב מחמש טבעות ממורכזות המיועדות ליצר דמות בהפרדת-על.

מיקרוסקופ סוקר קונפוקלי

- קיימת שיטה מעשית המשיגה הפרדה גבוהה יותר מאשר הגבול $\lambda / 2NA$.
- שיטה זו מבוססת על מיקרוסקופ רגיל: **המיקרוסקופ הסורק הקונפוקלי** (משותף המוקד).
- מקור אור נקודתי מודמה בהעברה או בהחזרה על העצם.
- האור המועבר על ידי העצם מרוכז באמצעות עדשה שניה למפתח חריר H שאחריו גלאי המודד את ההספק העובר.
- כעת נסרק העצם לרוחבו נקודה לאחר נקודה, והתמונה נאספת אלקטרונית לאחר הגילוי.



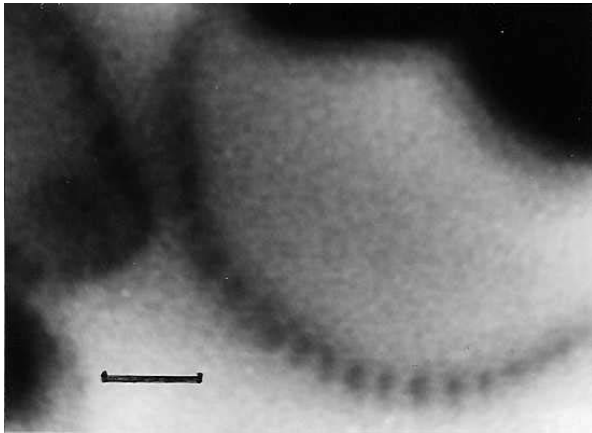
חישוב הדמות הנסרקת

- הדרך להבין את ההפרדה היא לחשב את פונקצית פריסת הנקודה כפי שהיא נראית על הצג.
- נתבונן בעצם נקודתי שפונקצית ההעברה שלו היא $\delta(x) \delta(y)$.
- מערכת התאורה מיצרת פונקצית פריסת נקודה במישור העצם, כך שהמשרעת במרחק x היא

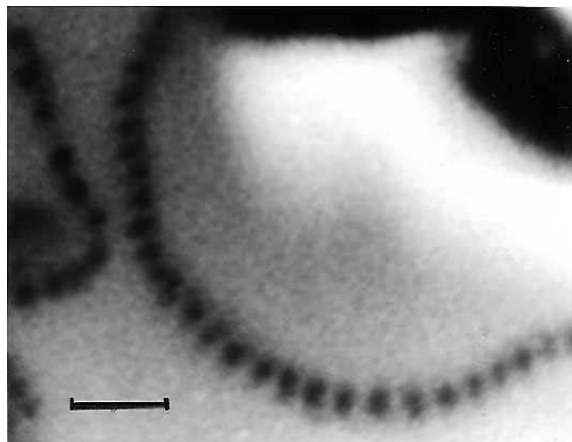
$$A(x) = A_0 s_1(x)$$

- כאשר נקודת העצם נסרקת דרך המוקד, היא מהווה מקור נקודתי המצוי ב- x זוהי משרעתו.
- העדשה העצמית יוצרת דמות שלה, בהגדלה m , על המישור של החריר H כך שמרכזה נראה במיקום $x' = -mx$.
- לעדשה העצמית פונקצית פריסת נקודה של המשרעת במישור החריר $s_2[(x' - mx) / m]$.
- המשרעת היא משום כך $A_0 s_1(x) s_2[(x' - mx) / m]$.
- כאשר היא עוברת את החריר הנמצא בנקודה $x'=0$ המשרעת תהיה $A_0 s_1(x) s_2(-x)$.
- אם שתי העדשות הן זהות, פונקצית פריסת הנקודה של המשרעת של שתיהן היא $s^2(x)$ ופונקצית פריסת הנקודה של העוצמה $s^4(x)$.

שיפור ההפרדה בסריקה



דמויות בפלורוסנציה של דוסוניה סופרבה.
אורך קווי קנה המידה מיקרומטר אחד.



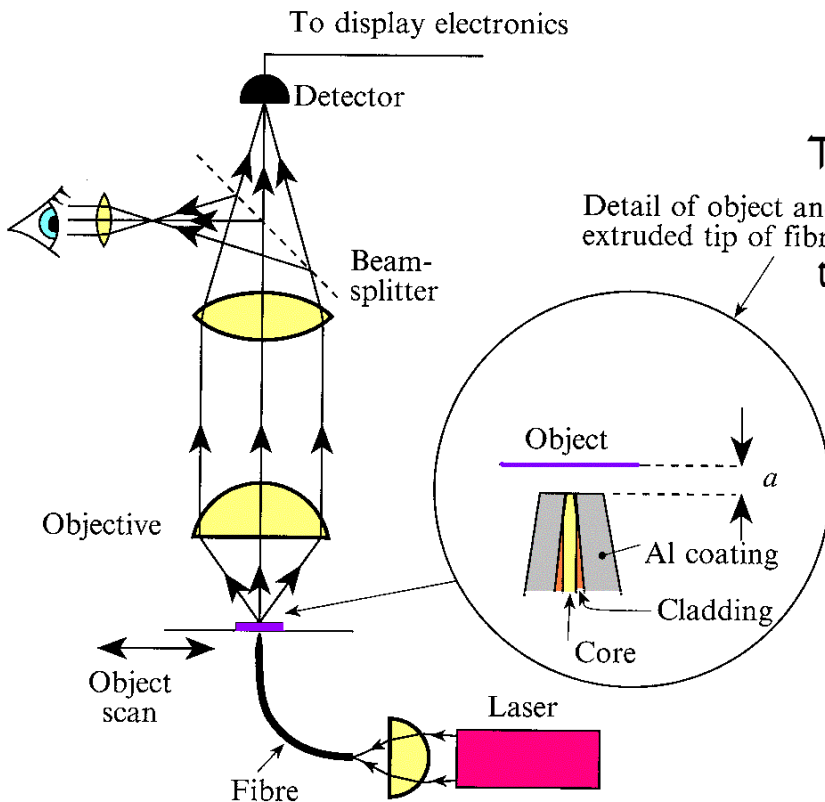
אותו דגם במיקרוסקופיה קונפוקלית

- כאשר העדשות הן בעלות מפתח מספרי NA אזי
$$s(x) = 2J_1(k_0 x \text{ NA}) / (k_0 x \text{ NA})$$
- מתקבלת פונקצית פריסת נקודה צרה יותר מאשר של המיקרוסקופ השקול (הלא סורק).
- אבן הבוחן של ריילי אינה משתנה, כי האפסים של הפונקציה נשארים באותו מקום.
- כיון שהנגזרת השניה של $J_1^4(x) / x^4$ מתאפסת ב- $x=1.08$, משתפרת הפרדת ספרו:
- $$d_{\min} = \lambda / 3.1 \text{ NA}$$
- בציור אנו רואים הדגמה עבור עצם שנבחר במיוחד בגלל המחזוריות שבו. בהחלט ניתן לשפר את התוצאה על ידי שימוש במפתח טבעתי.

יתרונות המיקרוסקופ הסורק

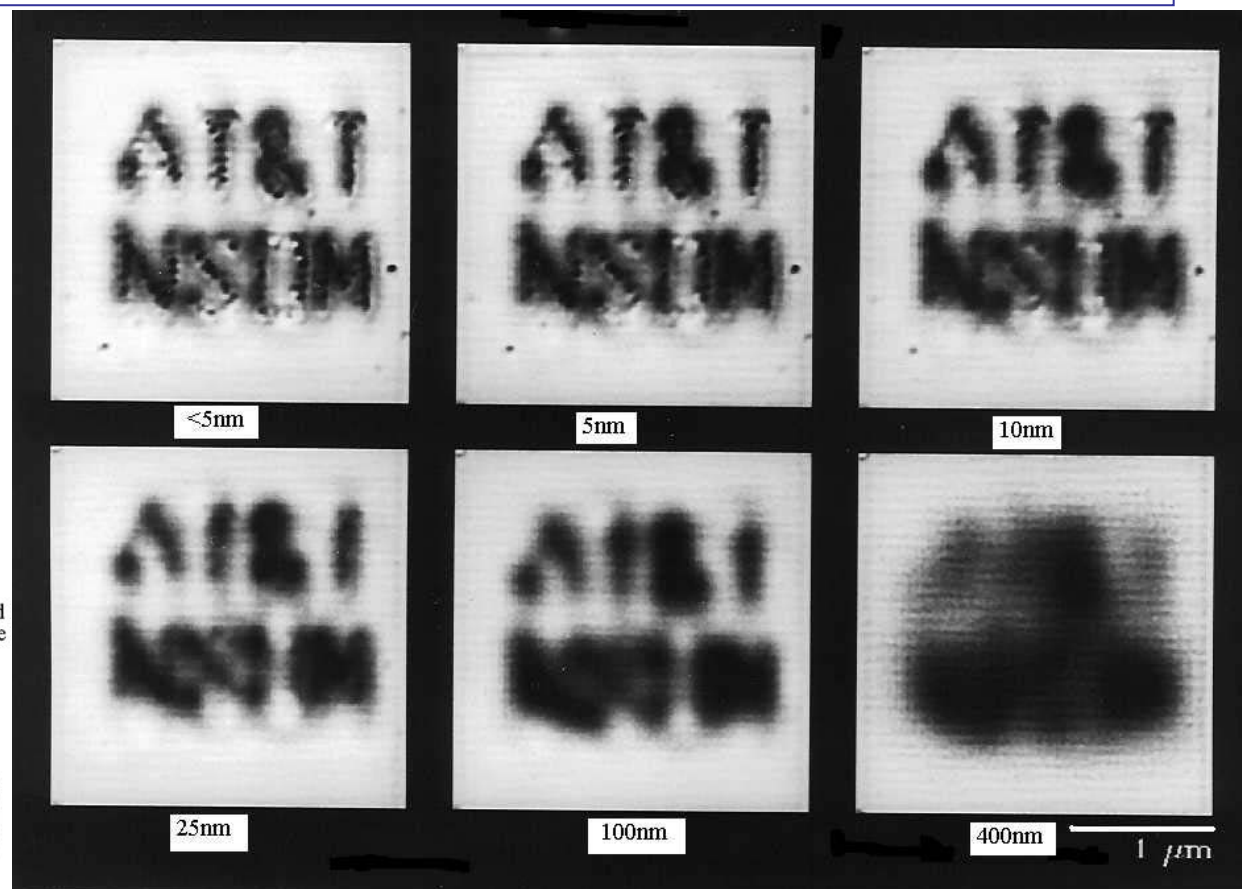
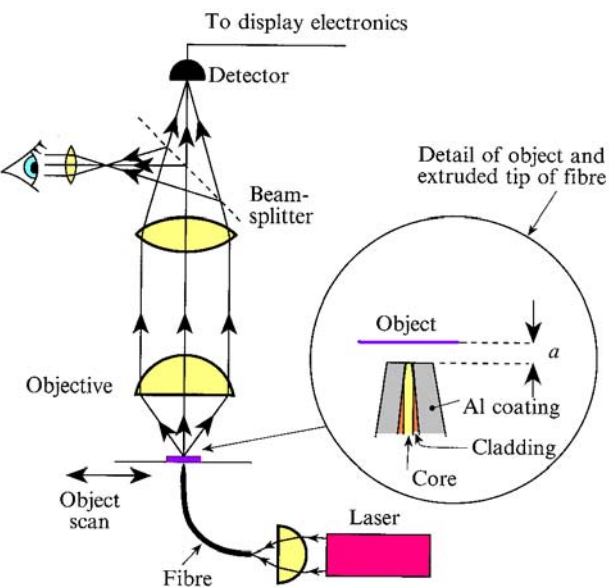
- החריץ H אוסף רק חלק קטן של הוא המועבר על ידי העצם, כך ששיפור ההפרדה קורה במחיר של הורדת היעילות.
- במחיר גבוה יותר ניתן לשפר את ההפרדה על ידי החזרת האור שנית דרך העצם לפני שיגיע לחריץ.
- ההפרדה המירבית ניתנת להשגה כאשר ההארה אינה קוהרנטית, כאשר העצם זוהר (בפלואורסנציה) בתגובה לאור המאיר אותו.
- כאשר העצם לא זוהר, התאורה היא קוהרנטית בחלקה (בגלל תאורה על ידי מקור נקודתי).
- לכן נעשה החשבון לעיל על משרעות הגל, כדי שניתן יהיה להחליף אותו לעצם בעל פונקצית משרעת כללית יותר $f(x)$ במקום פונקצית ה- δ .
- עם זאת, כפי שראינו בסעיף קודם, אין תוצאה כללית עבור הארה קוהרנטית כין שיש לחשב את פונקצית המופע של העצם.
- למיקרוסקופ הסורק יש יתרונות נוספים פרט לשיפור ההפרדה, שאולי אף חשובים יותר.
- אם העצם מוזז לאורך הציר האופטי עד מחוץ למישור העובר דרך הדמות הנקודתית, הוא מואר על ידי כתם אור ולא על ידי נקודת אור, וגם החלק השני של מערכת הדימות לא ממוקד עוד.
- לכן חלק קטן מאוד של האור מגיע לגלאי ולמערכת יש עומק מוקד מוגבל מאוד. ניתן לנצל תכונה זו ולבנות תמונות של עצמים תלת-מימדיים, כפי שנדרש ביישומים רבים.

מיקרוסקופ שדה קרוב



- ניתן להשיג הפרדה טובה בהרבה מאורך הגל גם בשיטה שונה מהותית: **מיקרוסקופיה בשדה קרוב**.
- במכשיר זה מקור נקודתי בגודל $a \ll \lambda$ נסרק לרוחב העצם והאור המפוזר או מועבר נאסף על ידי עדשה לתוך גלאי. הדמות נבנית באורח טורי כאשר העצם נסרק.
- בגלל שמקור האור קטן בהרבה מאורך הגל, הגל בתחום $z \ll \lambda$ דועך.
- יש להביא את המקור כמובן למרחק a מן העצם, מה שמהווה חסרון גדול של השיטה. אבל תמיד יש לשלם מחיר כבד עבור שיפור ההפרדה.
- כושר ההפרדה דומה למצב במיקרוסקופ אלקטרוני סורק במינהור.
- המכשיר המקורי השתמש בקרן ליזר המרוכזת דרך חריר זעיר. גרסות חדשות נזקקות לסיבים דקים ביותר וחלולים או גבישים זוהרים חשמלית.
- השימוש בגל דועך מקטין מאוד את היעילות, ושוב חוזרת הדרישה למספר פוטונים גדול.

דימות בשדה קרוב



תמונות שנאספו במרחקים שונים בין הסיב והעצם.