

אם $\frac{g-g_c}{g_c} \sim 1$ אז קנה צורה סוף

אלק ξ הקנה אפס

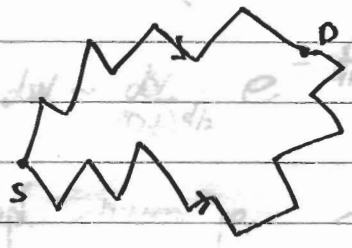
$$1 = \frac{g_0 - g_c}{g_c} \left(\frac{\xi}{L_0} \right)^{\nu} \Rightarrow \xi = L_0 \left(\frac{g_0 - g_c}{g_c} \right)^{-\nu}$$

אם L_0 היא האורך האופייני של הקנה, אז ξ הוא האורך הקנה הממוצע. $(g < g_c)$ אורך הקנה מוגבל, $(g > g_c)$ אורך הקנה אינסופי.

1. מודל הולק-מנדל: מודל זה מתאר את התנהגות הקנה במערכת קריטית. $d=2$ הוא הממד הקריטי. $\beta(g) < d-2$ הוא הממד הקריטי. $d=2$ הוא הממד הקריטי. $\beta(g) < d-2$ הוא הממד הקריטי.

2. מודל פראג-מנדל: מודל זה מתאר את התנהגות הקנה במערכת קריטית. $d=2$ הוא הממד הקריטי. $\beta(g) < d-2$ הוא הממד הקריטי.

אם $\beta(g) < d-2$ אז הקנה הוא סופי. $d=2$ הוא הממד הקריטי. $\beta(g) < d-2$ הוא הממד הקריטי.



הקנה הוא סופי. $d=2$ הוא הממד הקריטי. $\beta(g) < d-2$ הוא הממד הקריטי.

$$W_{SD} = \left| \sum_{i \neq j} A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^*$$

אנחנו נסתכל על תנודות קוונטיות של חלקיקים במרחב דו-ממדי. נניח שיש לנו חלקיקים המסתובבים במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

$$D = \frac{v^2 \tau}{d}$$

כאשר v היא מהירות החלקיקים, τ היא זמן החיכוך, ו- d הוא המרחב. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.



אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

weak localization - אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

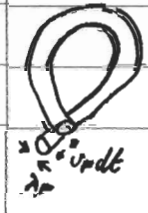
$$dV \sim \frac{dV}{(Dt)^{d/2}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$

אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי. אנחנו נסתכל על התנהגותם במרחב דו-ממדי.

$$\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \sim \int_0^t \frac{\lambda_F^d}{(Dt)^{d/2}} dt$$

λ_F - אורך הגל של פרמיון פרנדרט
 D - מקדם הדיפוזיה

$$dV = \lambda_F^{d-1} v dt$$



$$\frac{\delta g}{g} \sim - \int_{\tau}^{\tau_p} \frac{dt}{(Dt)^{d/2}} \approx \begin{cases} -[l_p - l_0] & d=1 \\ -\ln \frac{l_p}{l_0} & d=2 \\ -\left[\frac{1}{l_0} - \frac{1}{l_p}\right] & d=3 \end{cases} \leftarrow$$

נראה כי l_0 הוא הזמן של הפיכת המיקרוסקופים והוא $l_p = (Dt_p)^{1/2}$ נראה
 שהזמן של הפיכת המיקרוסקופים הוא $l_0 = (Dt)^{1/2}$ (מבחינת המיקרוסקופים הוא זה)

אם $l_p \rightarrow \infty$ (כלומר) $L \ll l_p$ נראה שהזמן של הפיכת המיקרוסקופים הוא L כלומר זהו הזמן
 של הפיכת המיקרוסקופים, $(T=0)$ נראה כי הזמן של הפיכת המיקרוסקופים הוא L כלומר זהו הזמן
 של הפיכת המיקרוסקופים! $l_p = L$ זהו זה הזמן של הפיכת המיקרוסקופים

$$\left(\frac{\delta g}{g}\right) \approx \begin{cases} -(L - l_0) & d=1 \\ -\ln \frac{L}{l_0} & d=2 \\ -\left(\frac{1}{l_0} - \frac{1}{L}\right) & d=3 \end{cases} \rightarrow \left(\frac{d \ln g}{d \ln L}\right) = \begin{cases} -C_1 & d=1 \\ -C_2 & d=2 \\ -\frac{C_3}{L} & d=3 \end{cases}$$

weak localization weak localization

נראה שהזמן של הפיכת המיקרוסקופים הוא $g = g_0 L^{d-2}$ זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים
 והוא $g \gg 1$ זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים $(\beta(g))$ של הפיכת המיקרוסקופים

$$\beta(g) = d-2 - \frac{C_3}{g} \quad g \gg 1 \quad \text{זהו}$$

זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים

$$\frac{d \ln g}{d \ln L} = -\frac{C_3}{g} \Rightarrow \frac{d g}{d \ln L} = -C_3 \Rightarrow g = g_0 - C_3 \ln \frac{L}{l_0}$$

זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים $(g \gg 1)$ זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים
 זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים
 spin-orbit coupling זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים זהו הזמן של הפיכת המיקרוסקופים

התאם את המודל של weak localization והוא מתאר את המעבר ממצב של
 תנודות קטנות של ההתנגדות ל- $\sim 1/B$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)
 המודל של $\sim 1/B$ מתאים למודל של $\sim 1/B$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)
 המודל של $\sim 1/B$ מתאים למודל של $\sim 1/B$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

1. $\sim 1/B$ magneto-resistance - המודל של $\sim 1/B$ מתאים למודל של $\sim 1/B$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

2. $\sim 1/B^2$ magneto-resistance - המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

3. $\sim 1/B^2$ magneto-resistance - המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

4. $\sim 1/B^2$ magneto-resistance - המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

5. $\sim 1/B^2$ magneto-resistance - המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)



המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

$$\left[\frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t}$$

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{S(\vec{r}, t)} e^{iS(\vec{r}, t)/\hbar}$$

המודל של $\sim 1/B^2$ מתאים למודל של $\sim 1/B^2$ (מקרה של $B \rightarrow 0$)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\nabla^2 \sqrt{S} + \frac{2i}{\hbar} \nabla \sqrt{S} \cdot \nabla S - \frac{1}{\hbar^2} \sqrt{S} |\nabla S|^2 + \frac{i}{\hbar} \sqrt{S} \nabla^2 S \right]$$

$$+ \frac{i\hbar e}{2mc} \left[2\vec{A} \cdot \nabla \sqrt{S} + \frac{2i}{\hbar} \vec{A} \sqrt{S} \nabla S + \nabla \vec{A} \cdot \sqrt{S} \right] + \left[\frac{1}{2m} \left(\frac{e}{c} \right)^2 A^2 + V(\vec{r}) \right] \sqrt{S}$$

$$= i\hbar \left[\frac{\partial \sqrt{S}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} \sqrt{S} \frac{\partial S}{\partial t} \right]$$

הקשר בין הפונקציה של וולטר, הפונקציה של גאורג, הפונקציה של פאנר, הפונקציה של טו ופונקציה של מור
 הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של גאורג. היא $\nabla^2 S \ll |\nabla S|^2$ לכן הפונקציה של פאנר היא
 $S(\vec{r}, t)$ הפונקציה של גאורג היא הפונקציה של פאנר

$$\frac{1}{2m} \left(\vec{\nabla} S - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + V(\vec{r}) + \frac{\partial S}{\partial t} = 0$$

הקשר בין הפונקציה של וולטר, הפונקציה של גאורג, הפונקציה של פאנר, הפונקציה של טו ופונקציה של מור
 הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של גאורג. היא $\nabla^2 S \ll |\nabla S|^2$ לכן הפונקציה של פאנר היא
 $S(\vec{r}, t) = W(\vec{r}) - Et \leftarrow \psi \sim e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$ הפונקציה של גאורג היא הפונקציה של פאנר

$$\frac{1}{2m} \left(\vec{\nabla} W - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + V(\vec{r}) = E \quad \Leftarrow$$

$$\vec{\nabla} W = \sqrt{2m(E - V(\vec{r}))} + \frac{e}{c} \vec{A} = \vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} = \text{מכפלה של}$$

$$W(\vec{r}) = \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \left[\sqrt{2m(E - V(\vec{r}'))} + \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}') \right] \cdot d\vec{r}'$$

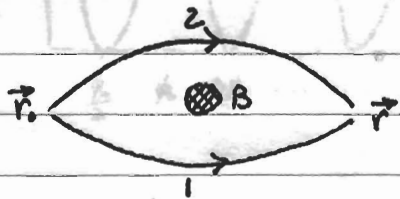
\vec{r} ו \vec{r}_0 הם נקודות שבהן הפונקציה של וולטר היא הפונקציה של גאורג. הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של טו ופונקציה של מור
 הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של גאורג. היא $\nabla^2 S \ll |\nabla S|^2$ לכן הפונקציה של פאנר היא
 E הפונקציה של גאורג היא הפונקציה של פאנר

$$\psi(\vec{r}) \sim \sum_{\text{פונקציה של גאורג}} e^{\frac{i}{\hbar} \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \left[\vec{p}(\vec{r}') \cdot d\vec{r}' + \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}') \cdot d\vec{r}' \right]}$$

$\lambda = \frac{\hbar}{2m \sqrt{E - V(r)}} \ll \frac{\hbar}{\nabla V(r)}$ הפונקציה של וולטר היא הפונקציה של גאורג. הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של טו ופונקציה של מור
 הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של גאורג. היא $\nabla^2 S \ll |\nabla S|^2$ לכן הפונקציה של פאנר היא
 de Broglie wavelength
 (הפונקציה של וולטר היא הפונקציה של גאורג. הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של טו ופונקציה של מור)
 הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של גאורג. היא $\nabla^2 S \ll |\nabla S|^2$ לכן הפונקציה של פאנר היא
 short-wavelength, הפונקציה של וולטר היא הפונקציה של גאורג. הפונקציה של פאנר היא הפונקציה של טו ופונקציה של מור

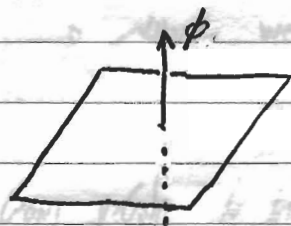
הנחת שדה וקטורי \vec{A} שבו $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ ויש לו פוטנציאל וקטורי \vec{B}
 : Aharonov-Bohm ϕ : פוטנציאל

נניח שיש לנו שדה וקטורי \vec{A} שבו $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ ויש לו פוטנציאל וקטורי \vec{B}
 נניח שיש לנו שדה וקטורי \vec{A} שבו $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ ויש לו פוטנציאל וקטורי \vec{B}



אנחנו יודעים ש \vec{A} פולחני \vec{B}
 פולחני \vec{A} פולחני \vec{B}
 פולחני \vec{A} פולחני \vec{B}

$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$
 $\vec{A} = \nabla \phi$



$$A_\theta = \frac{\phi}{2\pi r} \quad A_r = 0 \quad A_z = 0$$

יש לנו \vec{A}
 יש לנו \vec{A}

$$S_1 = \int_1 \vec{P}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \quad , \quad S_2 = \int_2 \vec{P}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}$$

B ?
 יש לנו \vec{A}

$$\psi(\vec{r}) = e^{i \frac{e}{\hbar} S_1} + i \frac{e}{\hbar c} \int_1 \vec{A} \cdot d\vec{r} + e^{i \frac{e}{\hbar} S_2} + i \frac{e}{\hbar c} \int_2 \vec{A} \cdot d\vec{r}$$

$$= e^{i \frac{e}{\hbar} S_1} + i \frac{e}{\hbar c} \int_1 \vec{A} \cdot d\vec{r} \left[1 + e^{i \frac{e}{\hbar} (S_2 - S_1)} + i \frac{e}{\hbar c} \int_2 \vec{A} \cdot d\vec{r} \right]$$

$$1 + e^{i \frac{e}{\hbar} (S_2 - S_1)} + i \frac{e}{\hbar c} \int_2 \vec{A} \cdot d\vec{r}$$

$$1 + e^{i \frac{e}{\hbar} (S_2 - S_1)} + i \cdot 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}$$

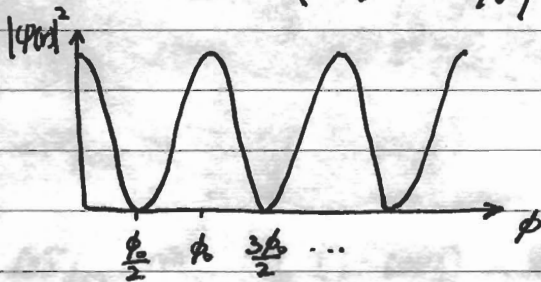
$$\phi_0 = \frac{hc}{e} \quad \int \vec{A} \cdot d\vec{r} = \int \vec{B} \cdot d\vec{s} \equiv \phi$$

פיתוח של \cos^2

$$|\psi(r)|^2 \propto 2 + 2 \cos\left(\frac{s_1 - s_2}{2\ell} + 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}\right)$$

היחס $|\psi(r)|^2$ לפרמטר ϕ

$$\propto \cos^2\left(\frac{s_1 - s_2}{2\ell} + \pi \frac{\phi}{\phi_0}\right)$$



התנאי של $\vec{r} = 0$ - נקודת המפגש בין הוורטקס והאנטי-וורטקס
 בין הוורטקס והאנטי-וורטקס ישנו הפרק ϕ (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

התנאי של $B=0$ - נקודת המפגש בין הוורטקס והאנטי-וורטקס
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

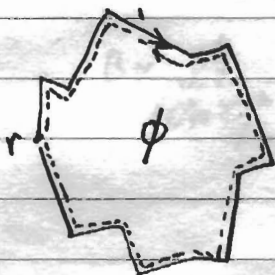
ישנה weak localization - נקודת המפגש בין הוורטקס והאנטי-וורטקס
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

$\Delta\theta \sim \omega_c \tau$ $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ cyclotron frequency

כאשר $\omega_c \tau \ll 1$ הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)



הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)
 זהו הפרק ϕ המכונה ϕ_0 (הפרק בין הוורטקס והאנטי-וורטקס)

$\phi = B \cdot \pi \cdot 2d \cdot dt$ $\langle v^2 \rangle = 2d \cdot dt$

הקשר בין המוליכות לנגיחה - נגזרת של המוליכות

$$\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(0) = [\sigma_0 + \delta\sigma(B)] - [\sigma_0 + \delta\sigma(0)]$$

$$= \sigma_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} dt \frac{\lambda^{d-1} v}{(Dt)^{d/2}} \left[1 - \cos\left(\frac{8\pi d B D t}{\phi_0}\right) \right]$$

$$\Delta\sigma_{d=2} \sim \int_0^x \frac{dy}{y} (1 - \cos y) \sim \begin{cases} x^2 & x \ll 1 \Rightarrow \sim B^2 \\ \ln x & x \gg 1 \Rightarrow \sim \ln B \end{cases}$$

$$\Delta\sigma_{d=3} \sim \sqrt{B} \int_0^x \frac{dy}{y^{3/2}} (1 - \cos y) \sim \sqrt{B} \begin{cases} x^{3/2} & x \ll 1 \Rightarrow \sim B^2 \\ \text{const} & x \gg 1 \Rightarrow \sim \sqrt{B} \end{cases}$$

$$x = \frac{8\pi d B D \tau}{\phi_0}$$

הקשר בין המוליכות לנגיחה

הקשר בין המוליכות לנגיחה - נגזרת של המוליכות
 :הקשר בין המוליכות לנגיחה

1. $\Delta\sigma > 0$ - נגזרת של המוליכות

weak localization הופך לנגיחה

time reversal path AB phase

2. MR נגזרת של המוליכות

הקשר בין המוליכות לנגיחה

הקשר בין המוליכות לנגיחה

$$\Delta\rho \sim -B^2 \Leftrightarrow \Delta\sigma \sim B^2 \text{ מוליך נגזרת של המוליכות} \quad 3$$

$$B \sim \frac{\phi_0}{D\tau} \Leftrightarrow x \sim 1 \text{ הקשר בין המוליכות לנגיחה} \quad 4$$

$$B \sim \frac{\phi_0}{(v\tau)^2} \Rightarrow \text{הקשר } l_0 = \frac{v\tau}{\sqrt{2\pi B}} = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi B}} = l = v\tau \text{ ונגזרת}$$

$$v\tau \ll \sqrt{D\tau} \text{ ונגזרת}$$