פוריה

- התמרת פוריה - $G(k)=\mathcal{F}(f)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}dx\,f(x)e^{-ikx}$
- $f(x-a)\Rightarrow e^{-iak}\hat{f}$
- $e^{2\pi iax}f(x)\Rightarrow\hat{f}\left(k+2\pi a\right)$
- $\frac{d^nf(x)}{dx^n}=\left(ik\right)^n\hat{f}$
- $e^{iax}f\Rightarrow\hat{f}\left(k-a\right)$
- $e^{-\frac{x^2}{2a^2}}\Rightarrow e^{-\frac{k^2}{2}a^2}$
- $e^{-a|x|}\Rightarrow\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{a}{a^2+k^2}$
- $\delta(x)\rightarrow\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$
- $e^{i\alpha x}\Rightarrow\sqrt{2\pi}\delta\left(k-\alpha\right)$
- $\sin(ax)\Rightarrow i\sqrt{2\pi}\frac{\delta(k+a)-\delta(\omega-a)}{2}$
- $\mathbf{f}\left(\mathbf{ax}\right)\Rightarrow\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{a}}\hat{\mathbf{f}}\left(\frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right)$
- $\mathbf{f}(\mathbf{x})\cos\left(\mathbf{k_0x}\right)\Rightarrow\frac{\mathbf{1}}{\sqrt{\mathbf{2\pi}}}\int\mathbf{dx}\,\mathbf{e}^{-\mathbf{ikx}}\frac{\mathbf{e}^{\mathbf{ik_0x}}+\mathbf{e}^{-\mathbf{ik_0x}}}{\mathbf{2}}\mathbf{f}(\mathbf{x})$
- פולס - $f(x)=\begin{cases}1 & x\in[-a,a]\\ 0 & x\notin[-a,a]\end{cases}$ $\Leftarrow$c $\frac{-2\sin(ka)}{k\sqrt{2\pi}}$

מתמטיקה

- $e^x=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{x^n}{n!}$ (סביב אפס)
- $\sin x=\sum\frac{(-1)^n}{(2n+1)!}x^{2n+1}$
- $\cos x=\sum\frac{(-1)^n}{(2n)!}x^{2n}$
- לכסון מטריצה - $D=P^{-1}AP$, ו"ע בעמודות.

אינטגרלים

- $\int_{-\infty}^{\infty}dx\,e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}=\sqrt{2\pi\sigma^2}$

  – לגואסיאן $\langle x\rangle=x_0,\left\langle x^2\right\rangle=\sigma^2+x_0^2$
- $\int\frac{1}{a^2+x^2}=\frac{1}{a}\tan^{-1}\frac{x}{a}$.$\int\frac{1}{ax+b}=\frac{1}{a}\ln\left(ax+b\right)$
- $\int\frac{1}{\sqrt{a^2-x^2}}=\sin^{-1}\left(\frac{x}{a}\right)$
- $\int xe^{ax}=\left(\frac{x}{a}-\frac{1}{a^2}\right)e^{ax}$ $\quad\int xe^{-x^2}=-\frac{e^{-x^2}}{2}$
- $\int e^x\sin x=\frac{1}{2}e^x\left(\sin x-\cos x\right)$
- $\int x\sin\left(ax\right)=-\frac{x\cos ax}{a}+\frac{\sin ax}{a^2}$
- $\int x^2\sin xdx=\left(2-x^2\right)\cos x+2x\sin x$

נגזרות

- בקואורדינות כדוריות

$$\vec{\nabla}=\hat{r}\frac{\partial}{\partial r}+\hat{\theta}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\hat{\phi}\left(\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\right)$$

- בגליליות

$$\nabla f=\frac{\partial f}{\partial r}\hat{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial\phi}\hat{\phi}+\frac{\partial f}{\partial z}\hat{z}$$

- $x=r\cos\phi\sin\theta$, $z=r\cos\theta y=r\sin\phi\sin\theta$

זהויות טריגונומטריות

- $\sin\left(\theta\pm\varphi\right)=\sin\theta\cos\varphi\pm\cos\theta\sin\varphi$
- $\cos\left(\theta\pm\varphi\right)=\cos\theta\cos\varphi\mp\sin\theta\sin\varphi$
- $\cos2\theta=\cos^2\theta-\sin^2\theta=2\cos^2\theta-1=1-2\sin^2\theta$
- $\sin2\theta=2\sin\theta\cos\theta$
- $\cos\cos=\frac{1}{2}\left(\cos\Delta+\cos\Sigma\right)$
- $\sin\sin=\frac{1}{2}\left(\cos\Delta-\cos\Sigma\right)$
- $\sin\cos=\frac{1}{2}\left(\sin\Sigma+\sin\Delta\right)$
- $\sin+\sin=2\sin\frac{\sum}{2}\cos\frac{\Delta}{2}$
- $\cos+\cos=2\cos\frac{\sum}{2}\cos\frac{\Delta}{2}$
- $\sin^2\theta=\frac{1-\cos2\theta}{2}$
- $\cos^2\theta=\frac{1+\cos2\theta}{2}$

פונקצית דלתא

- $\int_Af(t)\delta\left(t-a\right)dt=f(a)$
- $\delta\approx\overbrace{\frac{1}{a\sqrt{\pi}}e^{-x^2/a^2}}^{a\to\infty}\approx\overbrace{\mathrm{sinc}\left(\frac{x}{a}\right)}^{a\to0}\approx\overbrace{\frac{1}{\pi}\frac{a}{a^2+x^2}}^{a\to0}$
- $\delta(x)=\frac{1}{2}\frac{d^2|x|}{dx^2}$
- $\delta\left(f(x)\right)=\sum_{x_i}\frac{\delta(x-x_i)}{|f'(x')|}$ כאשר x_i - השורשים.

היסטוריה

- סדק יחיד - $I(\theta)=I_0\text{sinc}^2\left(\frac{\pi D\sin\theta}{\lambda}\right)$
- שני סדקים - $I(\theta)=I_0\cos^2\left(\frac{\pi a\sin\theta}{\lambda}\right)$.
- שריג עקיף - $\sin\theta=\frac{n\lambda}{a}$ נותן מקסימה,
  - $I(x)=\frac{I_0}{N_2}\left(\frac{\sin\left(\frac{\pi aN}{\lambda}\sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}\right)$
- גל דה־ברולי - $\lambda=\frac{p}{h}$
- הפוסטולטים של בוהר - $E_n=-\frac{kze^2}{2r_n}=-\frac{z^2mke^4}{2\hbar n^2}$, $R_n=n^2\frac{\hbar^2}{mkze^2}=\frac{n^2a_B}{z}$
- אפקט פוטואלקטרי - $eV_0=hf-\phi$ (f תדירות, ϕ פונקצית עבודה)

אופרטורים

- $\hat{p}=-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}$
- $\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V$
- עבור $[A,B]=C\neq 0$, $\langle\Delta A\rangle\langle\Delta B\rangle\geq\left|\frac{\langle\Delta C\rangle}{2}\right|^2$
- עבור $\{|\phi\rangle\}$ בסיס אורטונורמלי - $I=\sum|\phi_i\rangle\langle\phi_i|$
- $[A,f(B)]=[A,B]f'(B)$ (אם A,B מתחלפים עם הקומוטטור)
- $[A,BC]=[A,B]C+B[A,C]$
- $[A,[B,C]]+[C,[A,B]]+[B,[C,A]]=0$
- $e^Ae^B=e^{A+B}e^{\frac{1}{2}[A,B]}$
- $[x,p_x]=i\hbar$
- הזזות - $T_{\mathbf{a}}=e^{-i\mathbf{a}\frac{p}{\hbar}}$
- סיבובים - $R(\phi)=e^{-iL^z\frac{d\phi}{\hbar}}$

מצבים עצמיים

- חלקיק בתיבה (שמרכזה $\frac{L}{2}$) - $\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$, $E_n=\frac{h^2n^2\pi^2}{2mL^2}$
- שאורכה $2L$ ומרכזה 0- $\phi_n=\begin{cases}\sqrt{\frac{1}{L}}\cos\frac{n\pi x}{L} & \text{odd}\\ \sqrt{\frac{1}{L}}\sin\frac{n\pi x}{L} & \text{even}\end{cases}$
- כאשר משנים את הפוטנציאל, $V_1\to V_2$, כדי למצוא את המצב מיד אחרי השינוי, מבטאים את המצב הישן $\psi^{(1)}$, בבסיס של המצבים החדשים $\left\{\varphi_i^{(2)}\right\}$, $\psi^{(1)}=\sum_{n=1}^{\infty}f_n\varphi_n^{(2)}$, כאשר $f_n=\left\langle\varphi_n^{(2)}|\psi^{(1)}\right\rangle$

- כאשר ϕ_n מצבים עצמיים ו־E_n ערכים - $H=\sum_n E_n|\phi_n\rangle\langle\phi_n|$
- דו־מימדי - $\psi_{n_xn_y}=\varphi_{n_x}(x)\cdot\varphi_{n_y}(y)$, $H=H_x+H_y$
- בור סופי - $\psi(x)=\begin{cases}Be^{\alpha x}\\ Ce^{iqx}+De^{-iqx}\\ Ee^{-\alpha x}\end{cases}$, $q^2=\frac{2m(E+V_0)}{\hbar^2}$, $k^2=\frac{2mE}{\hbar^2}<0$, $k=i\alpha$. תופרים פתרונות לפי זוגיים ואיזוגיים.
- פוטנציאל דלתא - $V=-\frac{\hbar^2\lambda}{2ma}\delta(x)$, אז
$$\psi'|_{+\varepsilon}-\psi'|_{-\varepsilon}=-\frac{\lambda}{a}\psi(0)$$

- מינהור - $\tan(k_sa)=-\frac{k_s}{\sqrt{\alpha^2-k_s^2}}\coth\left(\sqrt{\alpha^2-k_s^2}\left(b-\frac{a}{2}\right)\right)$
  - $\tan(k_aa)=-\frac{k_a}{\sqrt{\alpha^2-k_a^2}}\tanh\left(\sqrt{\alpha^2-k_a^2}\left(b-\frac{a}{2}\right)\right)$
  - $\Omega=\frac{E_a-E_s}{\hbar}$, $T=\frac{1}{\Omega}$. $E=\frac{\hbar^2k^2}{2m}$

אוסצילטור הרמוני

- ההמילטוניאן: $H=\frac{p^2}{2m}+\frac{1}{2}kx^2$
- $\omega_0=\sqrt{\frac{k}{m}}$, $\lambda=\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_0}}$ ו־ $\xi=\frac{x}{\lambda}$
- $\hat{a}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\xi+\frac{\partial}{\partial\xi}\right)$ - הורדה. $\hat{a}^\dagger$, $\hat{N}=\hat{a}^\dagger\hat{a}$
- $a|n\rangle=\sqrt{n}|n-1\rangle$, $a^\dagger|n\rangle=\sqrt{n+1}|n+1\rangle$
- $[a,a^\dagger]=1$, $\left[N,a^\dagger\right]=a$ ו־$[N,a]=-a$.
- $H=\hbar\omega\left(\hat{N}+\frac{1}{2}\right)$, $E_n=\hbar\omega_0\left(n+\frac{1}{2}\right)$
- $\varphi_0=Ae^{-\frac{1}{2}\xi}$, $\varphi_1=a^\dagger|\varphi_0\rangle$ (המקדם במקרה הכללי הוא פולינום הרמיט מסדר n)
- נירמול - $|\varphi_{n+1}\rangle=\frac{a^\dagger|\varphi_n\rangle}{\sqrt{n+1}}$.

משוואות ומשפטים

- משוואות שרדינגר התלויה בזמן - $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle=H|\psi(t)\rangle$
  - $|\varphi_n(t)\rangle=e^{-i\frac{E_n}{\hbar}}|\varphi_n(0)\rangle$
  - $|\psi(t)\rangle=\sum_{n=1}^{\infty}c_n(0)|\varphi_n(t)\rangle=\sum_{n=1}^{\infty}c_n(0)e^{-i\omega_nt}|\varphi_n(0)\rangle$

- הבלתי תלויה בזמן - $\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V(x)\right)\psi(x)=E\psi(x)$
  - פתרון של משוואת שרדינגר - $Ae^{ikx}+Be^{-ikx}$, כאשר k^2 הוא המקדם של ψ.
- משפט אהרנפסט - $\frac{d}{dt}\langle O\rangle=\frac{I}{\hbar}\langle[O,H]\rangle+\left\langle\frac{\partial O}{\partial t}\right\rangle$
- כל אופרטור מדיד המתחלף עם ההמילטוניאן הוא גודל נשמר
- עקרון הואריאציה - $\langle\psi|H|\psi\rangle > E_0$, $H|\psi\rangle=E_0|\psi\rangle \iff \psi=\varphi_0$
- למשוואת שרדינגר במימד אחד אין פתרונות מנוונים
- במימד אחד, מצב היסוד חסר צמתים (לא <u>חוצה</u> את האפס)
- כל המצבים הקשורים במימד אחד, יכולים להבחר כפונקציות חיוביות
- אם $[A,B]=0$, והספקטרום לא מנוון, אז המצבים העצמיים שווים (הם ניתנים לליכסון סימולטנית)

חלקיק על טבעת

- $\langle\psi|\phi\rangle=\int_0^L\psi^\star\phi$. $\psi(0)=\psi(L)$
- התנע מקוונטת - $p_n=\frac{h}{L}n$. $E_n=\frac{\hbar^2n^2}{mL^2}$
- שדה מגנטי - $H=-\frac{\hbar}{2m}\left(\vec{\nabla}+\frac{ie}{\hbar c}\vec{A}(x)\right)^2$
- עם שתף מגנטי - $H=-\frac{\hbar}{2m}\left(\frac{\partial}{\partial x}+\underbrace{\frac{ie}{\hbar c}}_{1/\Phi_0}\left(\frac{\Phi}{L}\right)\right)$
  כאשר $\Phi_0=\frac{\hbar c}{e}$, $A=\left(\frac{\Phi}{L}\right)\hat{x}$
- מצבים עצמיים - $\sqrt{\frac{1}{L}}e^{ik_nx}$, $k_n=\left(\frac{2n}{L}\right)n$.
- אנרגיה - $E_n(\Phi)=\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2\left(n+\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2$
- מהירות - לפי משפט ארנפסט - $\langle v\rangle=\frac{\left\langle p-\frac{e}{c}A\right\rangle}{m}=\frac{\hbar\left(k_n-\frac{\Phi}{\Phi_0}\frac{2\pi}{L}\right)}{m}$
- שימור זרם - $\frac{d\rho(x)}{dt}=-\vec{\nabla}\cdot\vec{J}$ (דיברגנץ)
- $\rho(x)=|\psi(x)|^2$, $\vec{J}=\frac{i\hbar}{2m}\left(\psi\vec{\nabla}\psi^\star-\psi^\star\vec{\nabla}\psi\right)$

- **תנע זוויתי**
- $L^\alpha=\beta p_\gamma-\gamma p_\beta$, $\left[L^\alpha,L^\beta\right]=i\hbar L^\gamma\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$
- $L^2=L_x^2+L_y^2+L_z^2$, מתחלף עם שלושתם
- $L^2|l,m\rangle=\hbar^2 l(l+1)|l,m\rangle$, $L^z|l,m\rangle=\hbar m$.
- $L^+=L^x+iL^y$, $L^-=L^x-iL^y$
- $[L^+,L^-]=2\hbar L^z$, $[L^z,L^+]=\hbar L^+$.
- L^+,L^- אופרטורים עצמיים של L^z
  - $L^+L^-=L^2-L_z^2+\hbar L^z$
  - $L^-L^+=L^2-L_z^2-\hbar L^z$

$$L^+|l,m\rangle=\hbar\sqrt{l(l+1)-m(m+1)}\,|l,m+1\rangle$$
$$L^-|l,m\rangle=\hbar\sqrt{l(l+1)-m(m-1)}\,|l,m-1\rangle$$

- עבור $l=1$ (בבסיס - $|1,-1\rangle,|1,0\rangle,|1,1\rangle=\begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix}$),

$$L_z=\hbar\begin{pmatrix}-1&0&0\\0&0&0\\0&0&1\end{pmatrix}$$

$$L_x=\frac{\hbar}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0&1&0\\1&0&1\\0&1&0\end{pmatrix}\quad \overbrace{\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\\-\frac{1}{\sqrt{2}}\\\frac{1}{2}\end{pmatrix}}^{-\hbar}\overbrace{\begin{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\\0\\-\frac{1}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}}^{-0}\overbrace{\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\\\frac{1}{\sqrt{2}}\\\frac{1}{2}\end{pmatrix}}^{\hbar}$$

$$L_y=\frac{i\hbar}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0&1&0\\-1&0&1\\0&-1&0\end{pmatrix}\quad \overbrace{\begin{pmatrix}-\frac{1}{2}i\\\frac{1}{\sqrt{2}}\\\frac{1}{2}i\end{pmatrix}}^{-\hbar}\overbrace{\begin{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\\0\\\frac{1}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}}^{-0}\overbrace{\begin{pmatrix}\frac{1}{2}i\\\frac{1}{\sqrt{2}}\\-\frac{1}{2}i\end{pmatrix}}^{\hbar}$$

$$L^2=2\hbar I_{3\times3}$$

$$L_x^2=\frac{\hbar^2}{2}\begin{pmatrix}1&0&1\\0&2&0\\1&0&1\end{pmatrix},L_y^2=-\frac{\hbar^2}{2}\begin{pmatrix}-1&0&1\\0&-2&0\\1&0&-1\end{pmatrix}$$

- $m=l,l-1,\ldots,-(l-1),-l$
- בקואורדינטות כדוריות -

$$\vec{L}=-i\hbar\left(\hat{\phi}\frac{\partial}{\partial\theta}-\hat{\theta}\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\right)$$

- זוגיות $\hat{P}Y_{lm}=(-1)^l\,Y_{lm}$

אטום המימן

$$H=\frac{\mathbf{p}_r^2}{2m_p}+\frac{\mathbf{p}_e^2}{2m_e}+\frac{ze^2}{|\mathbf{r}_e-\mathbf{r}_p|}$$

לאחר טרנספורמציה קאנונית למרכז המסה

$$=\frac{p_{cm}^2}{2M}+\overbrace{\frac{p^2}{2\mu}-\frac{ze^2}{r}}^{\text{electron}}$$

$$p_r=\hat r\mathbf{p}-i\hbar\frac{1}{r}=-i\hbar\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\right)$$

$$\mathbf{p}^2=-\hbar^2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}r\right)+\frac{1}{r^2}\mathbf{L}^2$$

לאחר הטרנספורמציה, ההמילטוניאן -

$$H=-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}r\right)+\frac{\mathbf{L}^2}{2\mu r^2}-\frac{ze^2}{r}$$

הפרדת משתנים, הפתרונות הם $E_{n,l}R_{n,l}(r)Y_{lm}(\theta,\phi)$. $\Delta_n=\frac{\hbar^2}{2\mu a_n^2}=4|E_n|$, $\lambda_n=\frac{ze^2}{a_n\Delta_n}$

$$(H-E_n)R_{nl}=\Delta_n\left[-\frac{1}{\xi}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\xi+\frac{l(l+1)}{\xi^2}-\frac{\lambda_n}{\xi}-\frac{1}{4}\right]R_n(\xi)$$

$R_n(\xi)=\frac{u_n(\xi)}{\xi}$, נקבל $\frac{1}{\xi}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}(\xi R_n(\xi))=\frac{1}{\xi}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}U(\xi)$

$$-\frac{1}{\xi}\left[\frac{\partial^2}{\partial\xi}-\frac{l(k+1)}{\xi^2}+\frac{\lambda_n}{\xi}-\frac{1}{4}\right]u_{n,l}(\xi)=0$$

$$Ae^{-\xi/2}\xi^{l+1}F(\xi)=u_n$$

$$F(\xi)=\sum_{i=1}^{\infty}c_i\xi^i$$

והקבועים

$$\lambda_n=n=1,\dots\infty$$

$$a_n=\left(\frac{\hbar^2}{2ze^2\mu}\right)n$$

$$E_n=-\left(\frac{z^2}{n^2}\right)\left(\frac{e^2}{2a_B}\right)$$

כאשר $a_B=2a_1=0.529$, $E_1=13.6eV$

- מומנט מגנטי - $\vec\mu=\frac{1}{2}IA$
- עבור אלקטרון באטום - $\vec\mu=\underbrace{\left(\frac{\hbar e}{2mc}\right)}_{\mu_B}\frac{\mathbf{L}}{\hbar}$
- אנרגיה - $E_B(z)=-\mu_B\left(B_0+\frac{\partial B}{\partial z}\cdot z\right)\cdot m$
- פיצול זימן - מפצל ל־$\mu_B B$.

ספין

מטריצות פאולי, בבסיס $s_z=\{|\uparrow\rangle,|\downarrow\rangle\}=\left\{\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}\right\}$

$$\boldsymbol{\sigma}=\left[\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\right]$$

$\sigma_\alpha^2=1$, יחסי חילוף - $[\sigma_\alpha,\sigma_\beta]=i\sigma_\gamma\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$

- עבור $AI+\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma}$, הע"ע הם $A+|\mathbf{B}|$.
- $|\uparrow\rangle_z=\frac{1}{\sqrt2}|x+\rangle+\frac{1}{\sqrt2}|x-\rangle$.

$S_\alpha=\frac{1}{2}\hbar\sigma_\alpha$. $e^{i\theta\sigma^\alpha}=\cos\theta+i\sigma^\alpha\sin\theta$

- עבור $\hat n=(\sin\theta\cos\phi,\sin\theta\sin\phi,\cos\theta)$
- אחרי שני מקטבים - $\hat n,\hat n'$, $R=\frac{I_{out}}{I_{in}}=|\langle+n|+n'\rangle|^2=\left(\frac{1+\hat n\hat n'}{2}\right)$
- פרצסיה - עבור $\vec B=B\hat z$,

$$H=-\frac{g\mu_B}{\hbar}BS^z$$

תדירות הפרצסיה - $\Omega=\frac{g\mu_B B}{\hbar}$

הפרעות

- $H=H_0+\lambda H'$
- לא מנוון -
- $E_n^{(1)}=\left\langle\phi_n^{(0)}|H'|\phi_n^{(0)}\right\rangle$
- $\psi_n^{(1)}=-\sum_{m\neq n}\frac{H'_{nm}}{E_m^{(0)}-E_n^{(0)}}\left|\psi_m^{(0)}\right\rangle$
- $E_n^{(2)}=\sum_{k\neq n}\frac{\left|\left\langle\phi_k^{(0)}|H'|\phi_n^{(0)}\right\rangle\right|^2}{E_n^{(0)}-E_k^{(0)}}$
- מנוון - צריך ללכסן את תת־המרחב המנוון בהפרעה.
- אפקט סטארק - $\lambda H'=e\varepsilon_z z=e\varepsilon r\cos\theta$
  - איבר ראשון מתאפס.

ronen@tx.technion.ac.il