
Mn-Verunreinigungen in Graphen: Eine Tight Binding Modellierung

Yanick Kind

15. August 2022

AG Anders

Fakultät Physik

Übersicht

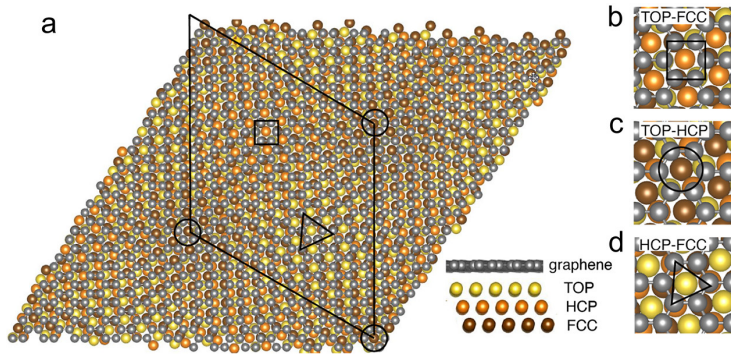
Einleitung

Theoretische Grundlagen

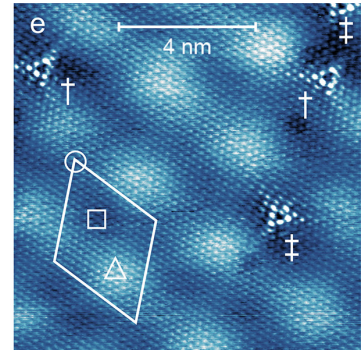
Ergebnisse

Zusammenfassung und Ausblick

Motivation

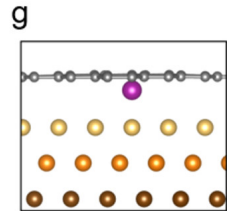
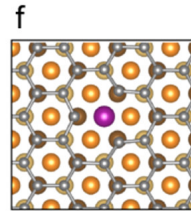
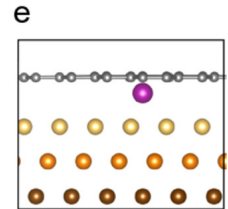
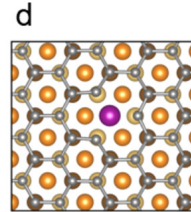
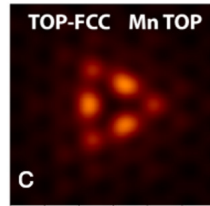
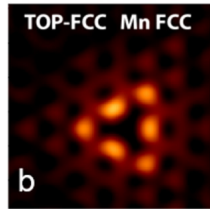
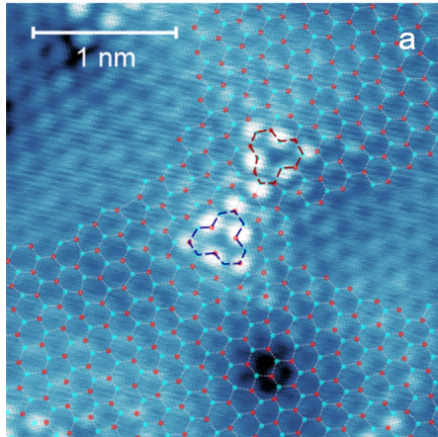


Pin-Cheng Lin et al., ACS Nano 15.3 (2021)



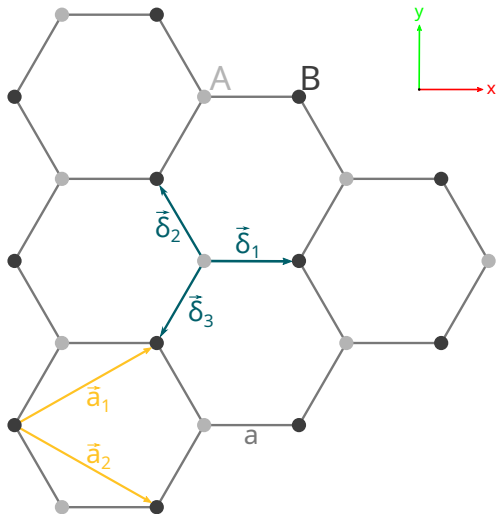
Motivation

Rastertunnelmikroskopie



Pin-Cheng Lin et al., ACS Nano 15.3 (2021)

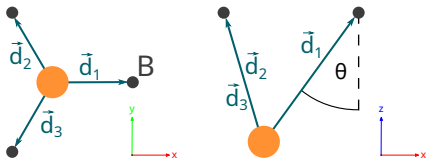
Struktur von Graphen und der Störstelle



- Unterteilung in zwei Untergitter (A und B)
 - zweidimensionales, hexagonales Bravais-Gitter
- typische Honigwabenstruktur
- nächste-Nachbar Abstandsvektoren:

$$\vec{\delta}_1 = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\delta}_2 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \end{pmatrix}, \quad \vec{\delta}_3 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \end{pmatrix}$$

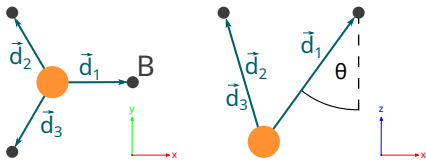
Struktur von Graphen und der Störstelle



$$\vec{d}_1 = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{d}_2 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{d}_3 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}$$

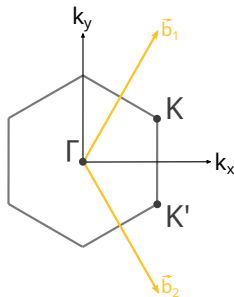
- Annahme: Mn mittig von den drei umliegenden C
- spiegelsymmetrisch um Graphenebene
 - irrelevant, ob negative oder positive z-Komponente
- Höhe des Mn variabel

Struktur von Graphen und der Störstelle



$$\vec{d}_1 = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{d}_2 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{d}_3 = a \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \cot(\theta) \end{pmatrix}$$

- Annahme: Mn mittig von den drei umliegenden C
- spiegelsymmetrisch um Graphenebene
→ irrelevant, ob negative oder positive z -Komponente
- Höhe des Mn variabel

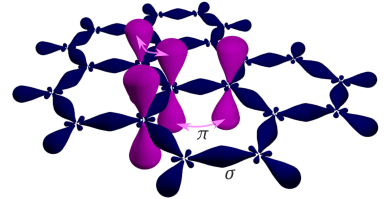


- reziprokes Gitter = um 90° gedrehtes hexagonales Gitter
- Dirac-Punkte bei

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{3\sqrt{3}a} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{K}' = \frac{2\pi}{3\sqrt{3}a} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ -1 \end{pmatrix}$$

Eigenschaften von Graphen

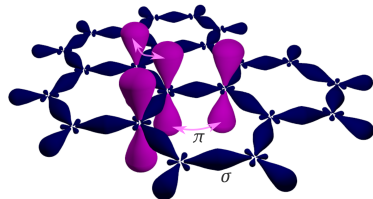
- sp^2 -Hybridorbitale $\rightarrow \sigma$ -Bindung
- p -Orbitale $\rightarrow \pi$ -Bindung



wikipedia.org

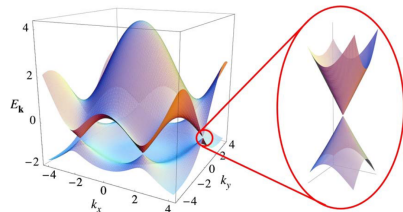
Eigenschaften von Graphen

- sp^2 -Hybridorbitale \rightarrow σ -Bindung
- p -Orbitale \rightarrow π -Bindung



wikipedia.org

- $\varepsilon_{\vec{k}} \propto \pm \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3}ak_y) + 2 \cos\left(\frac{3}{2}ak_x + \frac{\sqrt{3}}{2}ak_y\right) + 2 \cos\left(\frac{3}{2}ak_x - \frac{\sqrt{3}}{2}ak_y\right)}$
- Dispersionsrelation um Dirac-Punkte entwickeln
 $\rightarrow \varepsilon_{\vec{k}} \propto \pm |\vec{k}|$



A. H. Castro Neto et al., Rev. Mod. Phys. 81 (2009)

Greensche Funktionen

- zwei Operatoren mit zeitl. Entwicklung $A(\tau) = e^{H\tau} A_S e^{-H\tau}$ und $B(\tau') = e^{H\tau'} B_S e^{-H\tau'}$
- Greensche Funktion $G_{A,B}(\tau, \tau') = -\langle T_S(A(\tau) B(\tau')) \rangle = -(\langle A(\tau) B(\tau') \rangle \Theta(\tau - \tau') + s \langle B(\tau') A(\tau) \rangle \Theta(\tau' - \tau))$
- Bewegungsgleichung $\frac{\partial}{\partial \tau} G_{A,B}(\tau, \tau') = G_{[H,A],B}(\tau, \tau') - \langle \{A, B\} \rangle \delta(\tau - \tau')$
- Fourier-transformierte Bewegungsgleichung $z G_{A,B}(z) = \langle \{A, B\} \rangle - G_{[H,A],B}(z)$

Tight Binding Modell

- Ausgang: stark gebundene, lokalisierte Elektronen mit Wellenfunktionen $\Psi_{lm}(\vec{r} - \vec{l}_j - \vec{R}_\alpha)$
- Betrachtung des Hamiltonians für ein Elektron $H = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \sum_{j\alpha} v(\vec{r} - \vec{l}_j - \vec{R}_\alpha) = \frac{\vec{p}^2}{2M} + v_{\vec{R}}(\vec{r})$
- Dreizentren-Beiträge vernachlässigen, da Elektronen stark lokalisiert sind

$$\rightarrow t_{lm,l'm'}^{ja,j'\alpha'} = - \int d^3r \bar{\Psi}_{lm}(\vec{r} - \vec{l}_j - \vec{R}_\alpha) v(\vec{r} - \vec{l}_{j'} - \vec{R}_{\alpha'}) \Psi_{l'm'}(\vec{r} - \vec{l}_{j'} - \vec{R}_{\alpha'})$$

- Tight Binding Hamiltonian in zweiter Quantisierung $H = - \sum_{jj'} \sum_{\alpha\alpha'} \sum_{ll'} \sum_{mm'} t_{lm,l'm'}^{ja,j'\alpha'} c_{jlm\alpha}^\dagger c_{j'l'm'\alpha'}$

Slater-Koster-Integrale

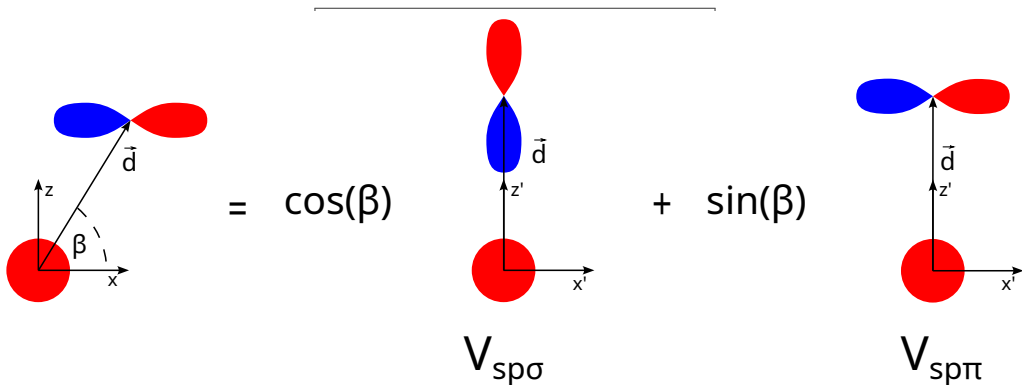
$$E_{lm,l'm'} = \int d^3r \bar{\Psi}_{lm}(\vec{r} - \vec{d}) V(\vec{r} - \vec{d}) \Psi_{l'm'}(\vec{r})$$

- SK-Integrale als Bestimmung der Hüpfmatrixelemente
- hängen nur vom Abstand ab
- Unterteilung in SK-Integrale zu den zugehörigen Symmetrien $V_{ll'\eta}$
- im Allgemeinen Aufteilung der SK-Integrale in die einzelnen Integrale $V_{ll'\eta}$ mit Richtungskosinus als Vorfaktoren

$$l = \frac{\vec{d} \cdot \hat{x}}{|\vec{d}|}, \quad m = \frac{\vec{d} \cdot \hat{y}}{|\vec{d}|}, \quad n = \frac{\vec{d} \cdot \hat{z}}{|\vec{d}|}$$

Beispiel: $E_{z,x^2-y^2} = \frac{\sqrt{3}}{2} n(l^2 - m^2) V_{pd\sigma} - n(l^2 - m^2) V_{pd\pi}$

Slater-Koster-Integrale



$$E_{s,x} = lV_{pd\sigma}$$

Hamiltonian des gesamten Systems

$$H = H_0 + H_{\text{Def}} + H_{\text{Kop}}$$

Hamiltonian des gesamten Systems

$$H = H_0 + H_{\text{Def}} + H_{\text{Kop}}$$

$$H = \underbrace{-t \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^3 \left(c_{A,\vec{l}_i}^\dagger c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j} + c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j}^\dagger c_{A,\vec{l}_i} \right)}_{H_0}$$

Hamiltonian des gesamten Systems

$$H = H_0 + H_{\text{Def}} + H_{\text{Kop}}$$

$$H = \underbrace{-t \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^3 \left(c_{A,\vec{l}_i}^\dagger c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j} + c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j}^\dagger c_{A,\vec{l}_i} \right)}_{H_0} + \underbrace{\sum_{m=1}^5 \varepsilon_m d_m^\dagger d_m}_{H_{\text{Def}}}$$

Hamiltonian des gesamten Systems

$$H = H_0 + H_{\text{Def}} + H_{\text{Kop}}$$

$$H = \underbrace{-t \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^3 \left(c_{A,\tilde{l}_i}^\dagger c_{B,\tilde{l}_i+\tilde{\delta}_j} + c_{B,\tilde{l}_i+\tilde{\delta}_j}^\dagger c_{A,\tilde{l}_i} \right)}_{H_0} + \underbrace{\sum_{m=1}^5 \varepsilon_m d_m^\dagger d_m}_{H_{\text{Def}}} + \underbrace{\sum_{m=1}^5 \sum_{j=1}^3 \left(v_{mj} d_m^\dagger c_{B,\tilde{l}+\tilde{\delta}_j} + \bar{v}_{mj} c_{B,\tilde{l}+\tilde{\delta}_j}^\dagger d_m \right)}_{H_{\text{Kop}}}$$

Slater-Koster-Integrale

	j -tes C		
	1	2	3
$E_{z,xy}$	0	$-\frac{3}{4}bV_{pd\sigma} + \frac{\sqrt{3}}{2}bV_{pd\pi}$	$\frac{3}{4}bV_{pd\sigma} - \frac{\sqrt{3}}{2}bV_{pd\pi}$
$E_{z,xz}$	$\sqrt{3}fV_{pd\sigma} + hV_{pd\pi}$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}fV_{pd\sigma} - \frac{1}{2}hV_{pd\pi}$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}fV_{pd\sigma} - \frac{1}{2}hV_{pd\pi}$
$E_{z,yz}$	0	$\frac{3}{2}fV_{pd\sigma} + \frac{\sqrt{3}}{2}hV_{pd\pi}$	$-\frac{3}{2}fV_{pd\sigma} - \frac{\sqrt{3}}{2}hV_{pd\pi}$
E_{z,z^2-r^2}	$qV_{pd\sigma} + \sqrt{3}bV_{pd\pi}$	$qV_{pd\sigma} + \sqrt{3}bV_{pd\pi}$	$qV_{pd\sigma} + \sqrt{3}bV_{pd\pi}$
E_{z,x^2-y^2}	$\frac{\sqrt{3}}{2}bV_{pd\sigma} - bV_{pd\pi}$	$-\frac{\sqrt{3}}{4}bV_{pd\sigma} + \frac{1}{2}bV_{pd\pi}$	$-\frac{\sqrt{3}}{4}bV_{pd\sigma} + \frac{1}{2}bV_{pd\pi}$

$$b := -\sin^2(\theta)\cos(\theta)$$

$$f := -\cos^2(\theta)\sin(\theta)$$

$$h := -\sin(\theta)(1 - 2\cos^2(\theta)) \quad q := -\cos^3(\theta) + \frac{1}{2}\sin^2(\theta)\cos(\theta)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Bewegungsleichungen

$$H = -t \sum_{\vec{j}\vec{k}} \left(e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{A,\vec{k}}^\dagger c_{B,\vec{k}} + e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{B,\vec{k}}^\dagger c_{A,\vec{k}} \right) + \sum_m \varepsilon_m d_m^\dagger d_m + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{mj\vec{k}} \left(v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} d_m^\dagger c_{B,\vec{k}} + v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}^\dagger d_m \right)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Bewegungsgleichungen

$$H = -t \sum_{\vec{j}\vec{k}} \left(e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{A,\vec{k}}^\dagger c_{B,\vec{k}} + e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{B,\vec{k}}^\dagger c_{A,\vec{k}} \right) + \sum_m \varepsilon_m d_m^\dagger d_m + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{mj\vec{k}} \left(v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} d_m^\dagger c_{B,\vec{k}} + v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}^\dagger d_m \right)$$

Damit ergibt sich folgende Greensche Funktion

$$(z - \varepsilon_m) G_{d_m, d_m^\dagger} = \delta_{mm'} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j\vec{k}} v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} G_{c_{B,\vec{k}}, d_m^\dagger}$$

Hybridisierungsfunktion mittels Bewegungsleichungen

$$H = -t \sum_{\vec{j}\vec{k}} \left(e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{A,\vec{k}}^\dagger c_{B,\vec{k}} + e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{B,\vec{k}}^\dagger c_{A,\vec{k}} \right) + \sum_m \varepsilon_m d_m^\dagger d_m + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{mj\vec{k}} \left(v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} d_m^\dagger c_{B,\vec{k}} + v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}^\dagger d_m \right)$$

Damit ergibt sich folgende Greensche Funktion

$$(z - \varepsilon_m) G_{d_m, d_m'}^\dagger = \delta_{mm'} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j\vec{k}} v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} G_{c_{B,\vec{k}}, d_m'}^\dagger$$

$$G_{c_{B,\vec{k}}, d_m'}^\dagger = \frac{1}{z} \left(-t \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} G_{c_{A,\vec{k}}, d_m'}^\dagger + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{mj} v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} G_{d_m, d_m'}^\dagger \right)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Bewegungsleichungen

$$H = -t \sum_{\vec{j}\vec{k}} \left(e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{A,\vec{k}}^\dagger c_{B,\vec{k}} + e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{B,\vec{k}}^\dagger c_{A,\vec{k}} \right) + \sum_m \varepsilon_m d_m^\dagger d_m + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m\vec{j}\vec{k}} \left(v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} d_m^\dagger c_{B,\vec{k}} + v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}^\dagger d_m \right)$$

Damit ergibt sich folgende Greensche Funktion

$$(z - \varepsilon_m) G_{d_m, d_m^\dagger} = \delta_{mm'} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{j}\vec{k}} v_{mj} e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} G_{c_{B,\vec{k}}, d_m^\dagger}$$

$$G_{c_{B,\vec{k}}, d_m^\dagger} = \frac{1}{z} \left(-t \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} G_{c_{A,\vec{k}}, d_m^\dagger} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{mj} v_{mj} e^{-i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} G_{d_m, d_m^\dagger} \right), \quad G_{c_{A,\vec{k}}, d_m^\dagger} = -\frac{t \sum_j e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} G_{c_{B,\vec{k}}, d_m^\dagger}}{z}$$

Hybridisierungsfunktion mittels Bewegungsgleichungen

$$\left(\underline{\underline{G}}^{-1}\right)_{mn} = (z - \varepsilon_m) \delta_{mn} - \frac{z}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{\sum_j V_{mj} e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} \sum_{j'} V_{nj'} e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_{j'}}}{z^2 - \varepsilon_{\vec{k}}^2}$$

Struktur von $\underline{\underline{G}}^{-1}$

$$\underline{\underline{G}}^{-1} = \underline{\underline{Z}} - \underline{\underline{E}} - \underline{\underline{A}}$$

Die gesuchte Hybridisierungsfunktion ist gegeben durch

$$\left(\underline{\underline{A}}\right)_{mn} = \frac{z}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{\sum_j V_{mj} e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} \sum_{j'} V_{nj'} e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_{j'}}}{z^2 - \varepsilon_{\vec{k}}^2}$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

Basistransformation

$$\begin{aligned}
 \tilde{c}_0 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_1} + c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_2} + c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_3}) \\
 \tilde{c}_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_1} + e^{i\frac{2\pi}{3}} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_2} + e^{i\frac{4\pi}{3}} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_3}) \\
 \tilde{c}_2 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_1} + e^{i\frac{4\pi}{3}} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_2} + e^{i\frac{2\pi}{3}} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_3})
 \end{aligned}
 \iff
 \begin{aligned}
 c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_1} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\tilde{c}_0 + \tilde{c}_1 + \tilde{c}_2) \\
 c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_2} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\tilde{c}_0 + e^{i\frac{4\pi}{3}} \tilde{c}_1 + e^{i\frac{2\pi}{3}} \tilde{c}_2) \\
 c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_3} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\tilde{c}_0 + e^{i\frac{2\pi}{3}} \tilde{c}_1 + e^{i\frac{4\pi}{3}} \tilde{c}_2)
 \end{aligned}$$

$$H_{\text{Kop}} = \sum_{m=1}^5 \sum_{j=1}^3 \left(v_{mj} d_m^\dagger c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_j} + \bar{v}_{mj} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_j}^\dagger d_m \right)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$\begin{aligned}
 H_{\text{kop}} = \frac{1}{\sqrt{3}} & \left(\left(-\frac{3}{4}\sqrt{3}bV_{pd\sigma} + \frac{3}{2}bV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_1^\dagger + \left(\frac{3}{4}\sqrt{3}bV_{pd\sigma} - \frac{3}{2}bV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_2^\dagger \right) id_1 \\
 & + \left(\left(\frac{3}{2}\sqrt{3}fV_{pd\sigma} + \frac{3}{2}hV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_1^\dagger + \left(\frac{3}{2}\sqrt{3}fV_{pd\sigma} + \frac{3}{2}hV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_2^\dagger \right) d_2 \\
 & + \left(\left(\frac{3}{2}\sqrt{3}fV_{pd\sigma} + \frac{3}{2}hV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_1^\dagger + \left(-\frac{3}{2}\sqrt{3}fV_{pd\sigma} - \frac{3}{2}hV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_2^\dagger \right) id_3 \\
 & + \left(3qV_{pd\sigma} + 3\sqrt{3}bV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_0^\dagger d_4 \\
 & + \left(\left(\frac{3}{4}\sqrt{3}bV_{pd\sigma} - \frac{3}{2}bV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_1^\dagger + \left(\frac{3}{4}\sqrt{3}bV_{pd\sigma} - \frac{3}{2}bV_{pd\pi} \right) \tilde{c}_2^\dagger \right) d_5 \Big) \\
 & + \text{h.c.}
 \end{aligned}$$

$$\tilde{d}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_5 - id_1)$$

$$d_{x^2-y^2}, d_{xy}$$

$$\tilde{d}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_5 + id_1)$$

$$\tilde{d}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_2 + id_3)$$

$$d_{xz}, d_{zy}$$

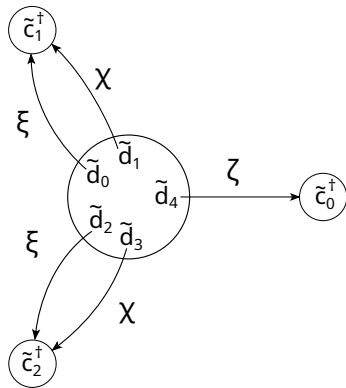
$$\tilde{d}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_2 - id_3)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

Erinnerung: $H_{\text{kop}} = \sum_{m=1}^5 \sum_{j=1}^3 \left(v_{mj} d_m^\dagger c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_j} + \bar{v}_{mj} c_{B,\vec{l}+\vec{\delta}_j}^\dagger d_m \right)$

$$H_{\text{kop}} = \xi (\tilde{d}_0^\dagger \tilde{c}_1 + \tilde{d}_2^\dagger \tilde{c}_2) + \chi (\tilde{d}_1^\dagger \tilde{c}_1 + \tilde{d}_3^\dagger \tilde{c}_2) + \zeta \tilde{d}_4^\dagger \tilde{c}_0 + \text{h.c.}$$

Effektives Drei-Bänder Modell



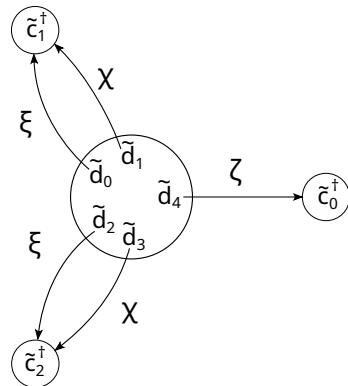
$$\xi = \left(\frac{3}{\sqrt{8}} b v_{pd\sigma} - \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} b v_{pd\pi} \right), \quad \chi = \left(\frac{3}{\sqrt{2}} f v_{pd\sigma} + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} h v_{pd\pi} \right), \quad \zeta = \left(\sqrt{3} q v_{pd\sigma} + 3 b v_{pd\pi} \right)$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$H = -t \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^3 \left(c_{A,\vec{l}_i}^\dagger c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j} + c_{B,\vec{l}_i+\vec{\delta}_j}^\dagger c_{A,\vec{l}_i} \right) + \varepsilon \sum_{m=0}^4 \tilde{d}_m^\dagger \tilde{d}_m + \sum_{m=0}^4 \sum_{l=0}^2 \left(\gamma_{ml} \tilde{d}_m^\dagger \tilde{c}_l + \gamma_{ml} \tilde{c}_l^\dagger \tilde{d}_m \right)$$

$$\underline{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \xi & 0 \\ 0 & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \xi \\ 0 & 0 & \chi \\ \zeta & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

- Die Struktur der Hybridisierungsfunktion $\underline{\gamma}$ kann direkt abgelesen werden
 - $\underline{\gamma}$ wird eine blockdiagonale Struktur mit zwei 2×2 -Blöcken und einem 1×1 -Block haben



Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$\underline{\Delta} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^2 & \xi\chi \\ \xi\chi & \chi^2 \end{pmatrix} G_{\tilde{c}_1, \tilde{c}_1^\dagger} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \begin{pmatrix} \xi^2 & \xi\chi \\ \xi\chi & \chi^2 \end{pmatrix} G_{\tilde{c}_2, \tilde{c}_2^\dagger} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \zeta^2 G_{\tilde{c}_0, \tilde{c}_0^\dagger} \end{pmatrix}$$

- $G_{\tilde{c}_l, \tilde{c}_l^\dagger}$ über Rücktransformation von $G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger}$ bestimmen
- $G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger}$ des ungestörten Graphens benutzen
 - Einfluss des Mn geht für große Systemgrößen gegen 0

Erinnerung: $H_0 = -t \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^3 \left(c_{A,\vec{l}_i}^\dagger c_{B,\vec{l}_i + \vec{\delta}_j} + c_{B,\vec{l}_i + \vec{\delta}_j}^\dagger c_{A,\vec{l}_i} \right) = -t \sum_{j\vec{k}} \left(e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{A,\vec{k}}^\dagger c_{B,\vec{k}} + e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_j} c_{B,\vec{k}}^\dagger c_{A,\vec{k}} \right)$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger} = \frac{z}{z^2 - \epsilon_{\vec{k}}^2} \implies G_{\tilde{c}_l, \tilde{c}_{l'}^\dagger} = \sum_{\vec{k}} D_{l,\vec{k}} D_{l',\vec{k}}^\dagger G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger}$$

Die Koeffizienten $D_{l,\vec{k}}$ können von den Fouriertransformationen für \tilde{c}_l abgelesen werden

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger} = \frac{z}{z^2 - \epsilon_{\vec{k}}^2} \implies G_{\tilde{c}_l, \tilde{c}_l^\dagger} = \sum_{\vec{k}} D_{l,\vec{k}} D_{l',\vec{k}}^\dagger G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger}$$

Die Koeffizienten $D_{l,\vec{k}}$ können von den Fouriertransformationen für \tilde{c}_l abgelesen werden

$$\tilde{c}_0 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l} + \vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}, \quad \tilde{c}_1 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l} + \vec{\delta}_j) + i\frac{2(j-1)\pi}{3}} c_{B,\vec{k}}, \quad \tilde{c}_2 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l} + \vec{\delta}_j) - i\frac{2(j-1)\pi}{3}} c_{B,\vec{k}}$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger} = \frac{z}{z^2 - \epsilon_k^2} \implies G_{\tilde{c}_l, \tilde{c}_l^\dagger} = \sum_{\vec{k}} D_{l,\vec{k}} D_{l',\vec{k}}^\dagger G_{c_{B,\vec{k}}, c_{B,\vec{k}}^\dagger}$$

Die Koeffizienten $D_{l,\vec{k}}$ können von den Fouriertransformationen für \tilde{c}_l abgelesen werden

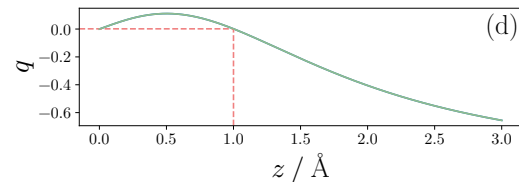
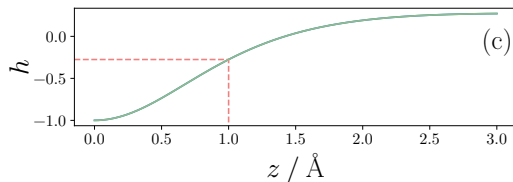
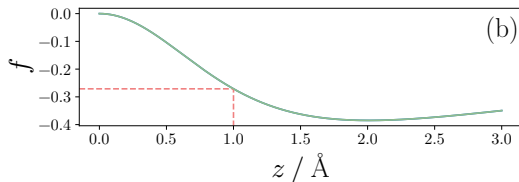
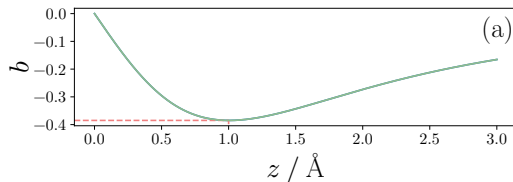
$$\tilde{c}_0 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)} c_{B,\vec{k}}, \quad \tilde{c}_1 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)+i\frac{2(j-1)\pi}{3}} c_{B,\vec{k}}, \quad \tilde{c}_2 = \frac{1}{\sqrt{3N}} \sum_{\vec{k}} \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}(\vec{l}+\vec{\delta}_j)-i\frac{2(j-1)\pi}{3}} c_{B,\vec{k}}$$

$$G_{\tilde{c}_0, \tilde{c}_0^\dagger} = \frac{z}{3N} \sum_{\vec{k}} \frac{\sum_j e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j} \sum_{j'} e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_{j'}}}{z^2 - \epsilon_k^2}, \quad G_{\tilde{c}_1, \tilde{c}_1^\dagger} = \frac{z}{3N} \sum_{\vec{k}} \frac{\sum_j e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j+i\frac{2(j-1)\pi}{3}} \sum_{j'} e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_{j'}-i\frac{2(j'-1)\pi}{3}}}{z^2 - \epsilon_k^2}, \quad G_{\tilde{c}_2, \tilde{c}_2^\dagger} = \frac{z}{3N} \sum_{\vec{k}} \frac{\sum_j e^{i\vec{k}\vec{\delta}_j-i\frac{2(j-1)\pi}{3}} \sum_{j'} e^{-i\vec{k}\vec{\delta}_{j'}+i\frac{2(j'-1)\pi}{3}}}{z^2 - \epsilon_k^2}$$

Hybridisierungsfunktion mittels Basistransformation

$$\underline{\Delta} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^2 & \xi\chi \\ \xi\chi & \chi^2 \end{pmatrix} G_{\tilde{c}_1, \tilde{c}_1^\dagger} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \begin{pmatrix} \xi^2 & \xi\chi \\ \xi\chi & \chi^2 \end{pmatrix} G_{\tilde{c}_2, \tilde{c}_2^\dagger} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \zeta^2 G_{\tilde{c}_0, \tilde{c}_0^\dagger} \end{pmatrix}$$

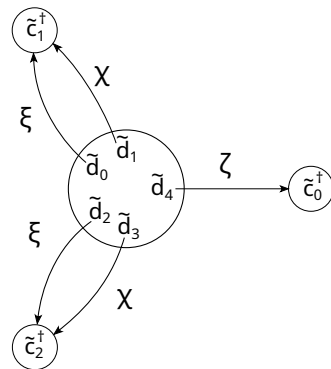
Einfluss der Höhe z des Mn



- b klein bei geringen Höhen $\rightarrow E_{z,xy}$ und E_{z,x^2-y^2} verschwinden
- h klein bei großen Höhen $\rightarrow V_{pd\pi}$ geringen Einfluss bei $E_{z,xz}$ und $E_{z,zy}$
- $q = 0$ bei genau $z = 1 \text{ \AA} \rightarrow V_{pd\sigma}$ kein Einfluss bei $E_{z,3z^2-r^2}$

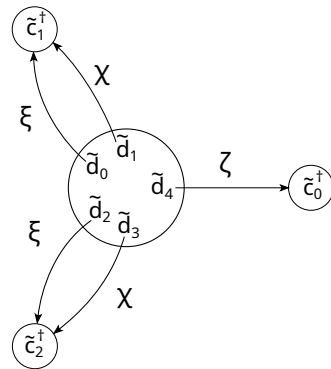
Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen



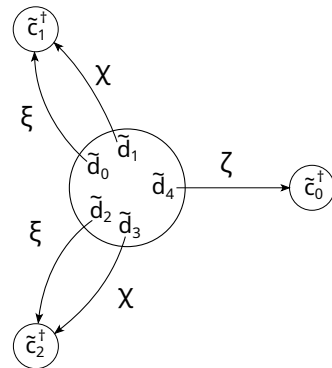
Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der **3d**-Orbitale an Graphenbandstruktur



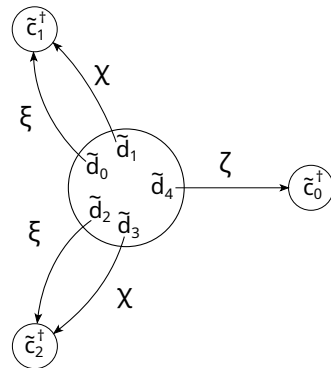
Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der **3d**-Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn



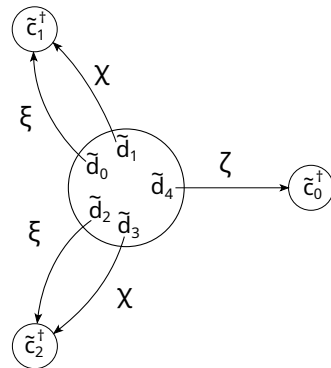
Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der $3d$ -Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn
- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ \AA}$?



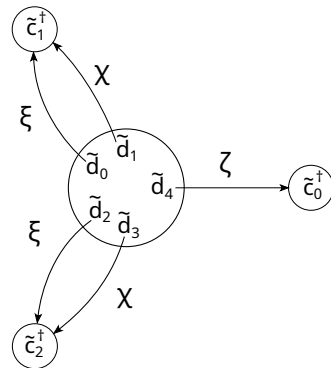
Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der $3d$ -Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussion der Höhe des Mn
- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ \AA}$?
- Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen



Zusammenfassung und Ausblick

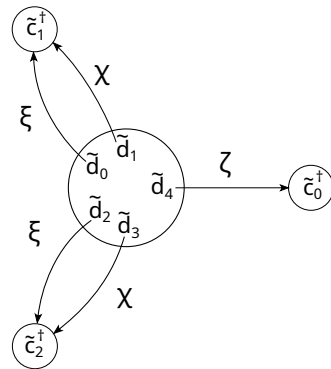
- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der $3d$ -Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn
- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ \AA}$?
- Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen
- Einbezug der σ -Orbitale



Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der **3d**-Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn

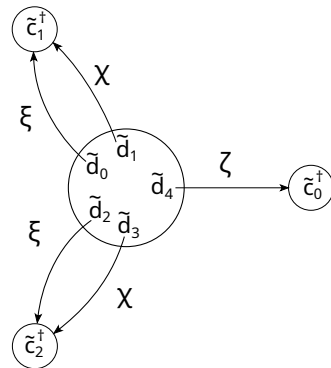
- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ Å}$?
- Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen
- Einbezug der σ -Orbitale
 - Bindung durch fehlendes C aufgebrochen



Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der **3d**-Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn

- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ \AA}$?
- Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen
- Einbezug der σ -Orbitale
 - Bindung durch fehlendes C aufgebrochen
- Linearkombinationen der p_z -Orbitale und ein σ -Zustand als Abschirmkanäle



Zusammenfassung und Ausblick

- Hybridisierungsfunktion in neuer Basis in irreduzible Blöcke zerfallen
- effektives Drei-Bänder Modell für Ankopplung der **3d**-Orbitale an Graphenbandstruktur
- Diskussions der Höhe des Mn

- Zusammenhang zwischen $q = 0$ bei Höhe $z = 1 \text{ Å}$?
- Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen
- Einbezug der σ -Orbitale
 - Bindung durch fehlendes C aufgebrochen
- Linearkombinationen der p_z -Orbitale und ein σ -Zustand als Abschirmkanäle
 - Spin von $\frac{1}{2}$ bleibt übrig

