



1. Einleitung

1.1 Magnetische Eigenschaften von Materialien

Es existieren fünf magnetische Hauptzustände in Materie, die man auf Grund verschiedener Elektronenkonfigurationen in Atomen und kooperativen Wechselwirkungen zwischen den Atomen unterscheidet (Abbildung 1.1-1). In *diamagnetischen* Materialien sind alle Elektronenspins gepaart, wodurch sich ein Gesamtspin von Null ergibt. Dies führt zu einer schwachen Abstoßung in einem angelegten Magnetfeld, da in der Materie ein Magnetfeld mit umgekehrtem Vorzeichen induziert wird. Alle Atome außer Wasserstoff weisen in geringem Ausmaß diamagnetisches Verhalten auf. Ein *paramagnetisches* Material wird von einem angelegten Magnetfeld, wegen der Wechselwirkungen des externen Felds mit einem oder mehreren ungepaarten Elektronen innerhalb des Materials angezogen. Diese Materialien haben jedoch kein eigenes Magnetfeld, da sich die magnetischen Momente auf Grund ihrer zufälligen Anordnung in der Materie auslöschen. Magnetische Kopplungen zwischen paramagnetischen Atomen führen zu einer Ausrichtung der Spins in drei unterschiedlichen Formen des sogenannten kollektiven Magnetismus. *Ferromagnetismus* tritt auf, wenn sich Spins benachbarter Atome parallel anordnen, das heißt in dieselbe Richtung zeigen. Dies führt dazu, dass ferromagnetische Materialien ein eigenes Magnetfeld erzeugen können, sofern alle Weiß'schen Bezirke, also Bereiche im Festkörper, in denen alle magnetischen Momente in die gleiche Richtung zeigen, vorher von einem externen Feld ausgerichtet wurden. *Antiferromagnetismus* tritt auf, wenn die Spins antiparallel angeordnet sind, dies führt zu einer Auslöschung des Gesamtmagnetischen Moments der Materie. Ein Spezialfall des Antiferromagnetismus führt zum letzten Fall, dem *Ferrimagnetismus*. Hier sind die Spins immer noch antiparallel angeordnet, haben jedoch in jede Richtung unterschiedliche Größen und somit besitzt die ferrimagnetische Substanz insgesamt ein magnetisches Moment.

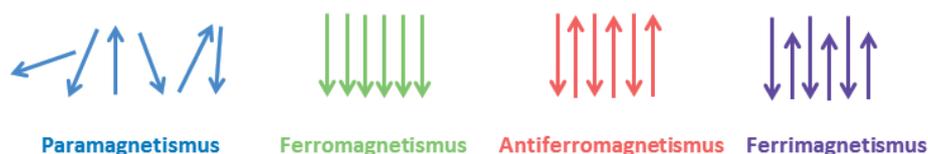


Abbildung 1.1-1: Anordnung der Spins in den verschiedenen Formen des Magnetismus.



Die magnetische Suszeptibilität χ ist die quantitative Reaktion eines magnetischen Materials auf ein angelegtes magnetisches Feld (H) und steht in Beziehung zur Magnetisierung (M) durch Gleichung (1).

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (1)$$

Die magnetische Suszeptibilität setzt sich aus einem diamagnetischen ($\chi^D < 0$) und einem paramagnetischen Anteil ($\chi^P > 0$) zusammen (2). χ^D ist temperatur- und feldunabhängig.

$$\chi = \chi^D + \chi^P \quad (2)$$

Experimentell wird die magnetische Suszeptibilität als eine Funktion der Temperatur gemessen und in cm^3/mol , also auf die Stoffmenge bezogen, angegeben. Die gemessenen Daten können als χ gegen T oder gebräuchlicher als χT gegen T aufgetragen werden, wie in Abbildung 1.1-2 dargestellt. In einem χ gegen T Plot (Abb. 1.1-2, links) lässt sich lediglich antiferromagnetisches Verhalten eindeutig nachweisen, während im χT -Plot (Abb. 1.1-2, Mitte) alle Formen der magnetischen Wechselwirkungen unterscheidbar sind.

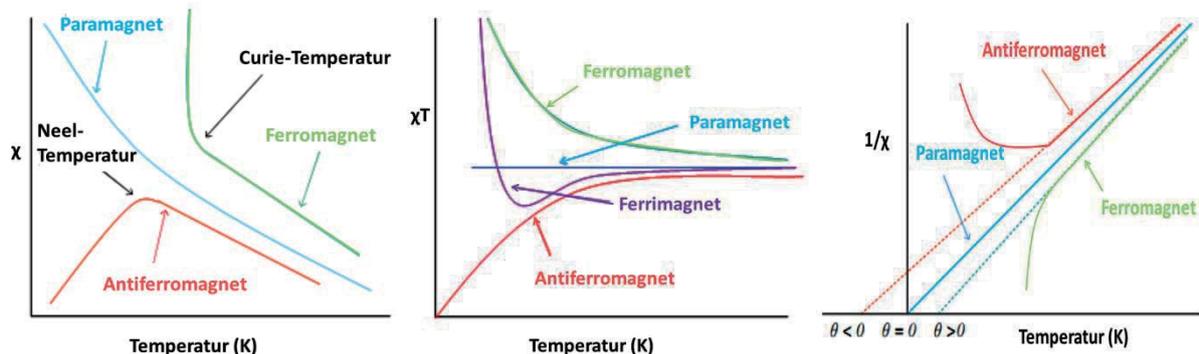


Abbildung 1.1-2: χ gegen T -, χT gegen T - und χ^{-1} gegen T -Plot.

Eine horizontale Linie deutet auf paramagnetisches Verhalten hin. Im Falle von Ferro- bzw. Antiferromagnetismus nimmt das χT -Produkt mit sinkender Temperatur stetig zu bzw. ab. Um das magnetische Verhalten mit Hilfe des Curie-Weiß-Gesetzes zu beschreiben, ist eine Auftragung χ^{-1} gegen T nützlich (Abb. 1.1-2, rechts). Dabei gilt Gleichung (3), wobei die Steigung der Kurve nun C^{-1} entspricht und θ durch den Schnittpunkt mit der Abszisse erhalten werden kann. Das Vorzeichen von θ lässt auf die Art der magnetischen Wechselwirkung schließen ($\theta < 0$ Antiferro-, $\theta > 0$ Ferromagnetismus).

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \theta}{C} \quad (3)$$



1.2 Van-Vleck-Gleichung^[1-3]

Das klassische Modell betrachtet Spins als frei bewegliche Vektoren, die ihre Orientierung an ein angelegtes Magnetfeld anpassen können. Ein System mit einem Gesamtdrehimpuls S besitzt durch die Quantelung des Drehimpulses $2S+1$ Unterniveaus. Diese Unterniveaus sind bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes entartet, sofern es keine Kopplung mit angeregten Zuständen gibt. Das Anlegen eines magnetischen Feldes führt zur Aufhebung der Entartung der Unterniveaus, dies nennt man die Zeeman-Aufspaltung. Die Energie dieser Niveaus lässt sich mit Gleichung (4) berechnen, wobei β dem Bohrschen Magneton und H dem Magnetfeld entspricht.

$$E_n = m_{sg}\beta H \quad (4)$$

Die Aufspaltung der Energieniveaus ist also proportional zum Magnetfeld H und entspricht dem Zeeman-Effekt erster Ordnung. Jedoch kann das Anlegen eines magnetischen Feldes auch zur Vermischung des Grundzustandes und eines angeregten Zustandes führen, was dem Zeeman-Effekt zweiter Ordnung entspricht, wobei dann die Energieniveaus proportional zu H^2 sind. Die Energie des n -ten Levels kann dann durch folgende Reihe (5) beschrieben werden,

$$E_n = E_n^{(0)} + E_n^{(1)} H + E_n^{(2)} H^2 + \dots \quad (5)$$

in welcher der erste Term der Energie im Nullfeld entspricht, der zweite Term der Energie bei angelegtem Feld und der dritte Term sich auf die Wechselwirkungen mit angeregten Zuständen bezieht.

Die Magnetisierung einer Probe steht im Zusammenhang mit dem angelegten Feld (H) und seiner Energie (E) durch Gleichung (6).

$$M = - \frac{dE}{dH} \quad (6)$$

In einem Molekül besitzt jedes Energieniveau E_n eine mikroskopische Magnetisierung μ_n , die sich durch Gleichung (7) darstellen lässt.

$$\mu_n = - \frac{dE_n}{dH} \quad (7)$$

Die Summe der Boltzmann-gewichteten Verteilungen dieser mikroskopischen Magnetisierungen ergibt dann die makroskopische Magnetisierung (M) (8). Diese stellt eine fundamentale Gleichung im Bereich des molekularen Magnetismus dar.

$$M = \frac{N \sum_n - \frac{dE_n}{dH} \exp\left(\frac{E_n}{kT}\right)}{\sum_n \exp\left(\frac{E_n}{kT}\right)} \quad (8)$$

(mit der Avogadro-Zahl (N), der Temperatur (T) und der Boltzmann-Konstante (k)).



Diese Gleichung ist schwer anzuwenden und wurde daher von Van-Vleck durch Reihenentwicklung und unter der Annahme, dass $H/kT \ll 1$ gilt, zu Gleichung (9) vereinfacht.

$$M = \frac{N \sum_n \left[\frac{(E_n^{(1)})^2}{kT} - 2E_n^{(2)} \right] \exp\left(\frac{E_n^{(0)}}{kT}\right)}{\sum_n \exp\left(\frac{E_n^{(0)}}{kT}\right)} \quad (9)$$

($E_n^{(0)}$ entspricht der Energie des n-ten Levels ohne angelegtes Feld, $E_n^{(1)}$ und $E_n^{(2)}$ sind die Zeeman-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung).

Unter der Annahme, dass E_n proportional zu H ist, kann die Van-Vleck Gleichung weiter zum Curie-Gesetz vereinfacht werden.

$$\chi = \frac{Ng^2\beta^2}{3kT} S(S+1) \quad (10)$$

(S entspricht dem Spingrundzustand, g dem gyromagnetische Faktor).

Im cgs/emu-System nähert sich das Curie-Gesetz für Übergangsmetalle praktisch Gleichung (11) an.

$$\chi T = \frac{g^2}{8} S(S+1) \quad (11)$$

Das Curie-Gesetz ist nur gültig, wenn $H/kT \ll 1$ ist. Dies ist der Fall, wenn das angelegte Feld H nicht zu groß und die Temperatur T nicht zu klein ist. Ist das äußere Magnetfeld stark wird H/kT sehr groß und die Magnetisierung erreicht die Sättigungsmagnetisierung M_s , bei der die magnetischen Dipole der Probe komplett geordnet sind.

$$M_{\text{sat}} = Ng\beta S \quad (12)$$

1.3 Single-Molecule Magnets (SMM)

SMMs (single-molecule magnets, Einzelmolekülmagnete) sind eine Klasse magnetischer Materialien, die Relaxation ihrer Magnetisierung auf molekularer Ebene aufweisen. Sie zeigen bei tiefen Temperaturen magnetische Hysterese, wobei die maximale Temperatur, bei der die Hysterese noch beobachtet werden kann, als blocking temperature T_b bezeichnet wird. Der erste und am besten untersuchte SMM ist der zwölkernige $\{Mn_{12}\}$ -Komplex mit der Formel $[Mn_{12}O_{12}(CH_3COO)_{16}(H_2O)_4] \cdot 2MeOH \cdot 4H_2O$, welcher bereits 1980 von Lis^[4] synthetisiert wurde, dessen SMM-Eigenschaften aber erst 1993 von Gatteschi et al.^[5] entdeckt wurden. Dieser Komplex zeigt langsame Relaxation der Magnetisierung mit rein molekularem Ursprung. Die Relaxation zwischen zwei gleich stabilen Spingrundzuständen ist durch eine Energiebarriere, ΔE , blockiert, welche unter anderem von der einachsigen Anisotropie und dem Gesamtspin des Systems abhängt^[6].

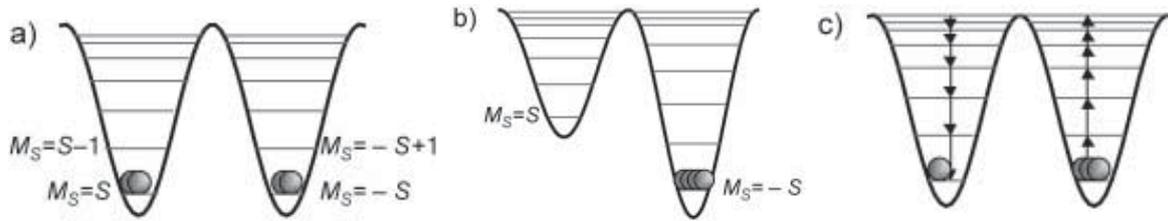


Abbildung 1.3-1: Spinsystem mit einer Anisotropie entlang der Magnetfeldachse a) ohne Feld sind beide Potentialmulden gleich besetzt b) Beim Anlegen eines Magnetfeldes ist nur die Potentialmulde mit $M_S = -S$ besetzt c) Nach Ausschalten des Magnetfeldes kehrt das System stufenweise in die Ausgangslage zurück aus^[7].

Die Energiebarriere ist durch $U = S^2|D|$ für ganzzahlige Spins und $(S^2 - \frac{1}{4})|D|$ für halbzahlige Spins gegeben, wobei S die Grundspinmultiplizität und D die Nullfeldaufspaltung ist. Diese Energiebarriere steht der Reorientierung der Magnetisierung entgegen, und so ergibt sich bei großer Energiebarriere, im Vergleich zur Verfügung stehenden thermischen Energie, eine Verlangsamung der resultierenden Relaxation der Magnetisierung^[8].

Die Relaxationsgeschwindigkeit kann mit Hilfe von AC-Suszeptibilitätsmessungen bestimmt werden. Die dynamische Suszeptibilität ist eine komplexe Größe aus Realteil (Dispersion) und Imaginärteil (Absorption), die mit Hilfe eines magnetischen Wechselfeldes (engl. alternating current, AC) untersucht werden kann. Sie ist abhängig von der Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi\nu$) des AC-Feldes:

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (13)$$

Die Energiebarriere lässt sich mit Hilfe eines Arrhenius-Gesetzes (14) berechnen, wobei $\tau = \omega^{-1}$.

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/kT) \quad (14)$$

Die Energiebarriere erhält man als Steigung der Kurve in einem Arrhenius-Plot, bei dem $\ln(\tau)$ gegen $1/T$ aufgetragen wird^[7].

Sobald die AC-Frequenz ähnlich der Relaxationsfrequenz des Moleküls wird, erhöht sich die out-of-phase Komponente χ'' und bei der Auftragung von χ'' gegen T besitzt diese ein Maximum. Bei Erhöhung der Frequenz des angelegten Feldes, verschiebt sich dieses Maximum zu höheren Temperaturen hin^[5]. Dieser Effekt zeigte sich zuerst in den Daten von $\{Mn_{12}\}$, dem ersten SMM und ist in Abbildung 1.3-2 dargestellt.

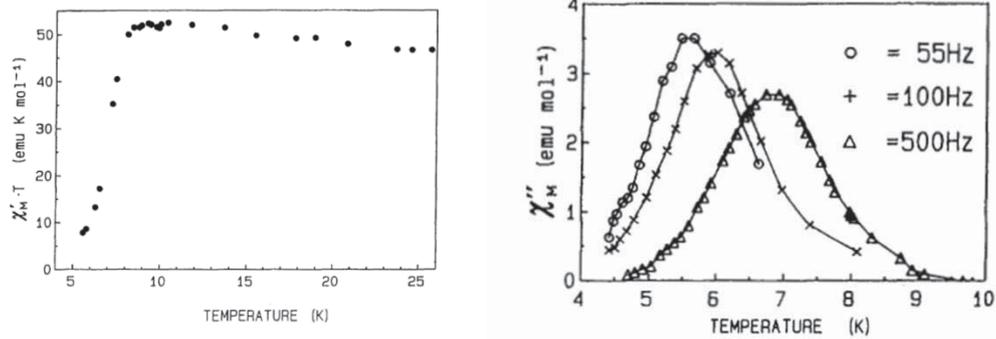


Abbildung 1.3-2: Frequenzabhängigkeit der in-phase χ' (links) und out-of-phase Suszeptibilität χ'' von Mn_{12} aus^[5].

Ein SMM zeigt ebenfalls Hystereseschleifen bei einer Auftragung der Magnetisierung gegen das magnetische Feld. Die charakteristischen Stufen in der Hystereseschleife mancher SMMs werden durch Quantentunneln der Magnetisierung (QTM) durch die Energiebarriere erzeugt^[8]. Quantentunneln ist nur zwischen Energieniveaus gleicher Energie möglich und kann deshalb nur an bestimmten Stellen auftreten, die somit als Stufen in der Hysterese sichtbar werden. Die Hysterese ist abhängig von der Temperatur und der Laufrate (engl. sweep-rate) des magnetischen Felds. Deshalb verbreitert sie sich bei Erniedrigung der Temperatur, wie dies für Mn_{12} in Abbildung 1.3-3 dargestellt ist, oder bei Erhöhung der sweep-rate.

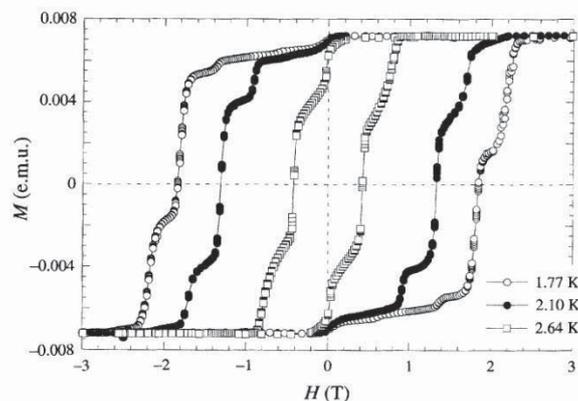


Abbildung 1.3-3: Hysteresekurven bei verschiedenen Temperaturen von Mn_{12} aus^[8].

Der ursprüngliche Ansatz zur Anwendung von SMMs lag in der Erzielung einer möglichst hohen Datendichte bei Datenspeichern, bei der jedes Molekül ein Bit Information speichern würde. Die technologischen Einschränkungen machen die Verwendung von SMMs als Datenspeicher schwierig. Zum einen muss jedes Molekül einzeln adressierbar sein, zum anderen ist für die Kühlung teures Helium nötig. Vielversprechender für die Zukunft ist



hingegen die Anwendung in Quantencomputern, als Kontrastmittel für Magnetresonanztomographie und magnetische Kühlung^{[8][9]}.

Es gibt zwei Möglichkeiten die Eigenschaften eines SMMs zu verbessern. Zum einen führt eine höhere Nuklearität der Komplexe möglicherweise zu einem höheren Spingrundzustand S . Zum anderen lässt sich durch Einbringen anisotroper Ionen D erhöhen. Powell et al. veröffentlichten 2006 einen Mn_{19} -Cluster^[10], der aufgrund ferromagnetischer Wechselwirkungen mit $S = 83/2$ den bisher höchsten Spingrundzustand aufweist. Jedoch besitzt dieser nur geringe magnetische Anisotropie mit einem positiven Nullfeldaufspaltungsparameter und zeigt daher kein SMM-Verhalten.

Seit der Entdeckung des ersten SMMs, $\{Mn_{12}\}$ ^[5], liegt ein Hauptinteresse in der Synthese immer größerer Cluster mit SMM-Eigenschaften, um den Übergang zwischen dem Verhalten kleiner SMMs hin zu dem klassischen magnetischen Verhalten von Materialien zu untersuchen. Der bisher größte SMM, veröffentlicht 2004 von Christou et al.^[11], besteht aus 84 Manganionen, die zu einem Ring angeordnet sind. Ein anderer Zugang zu großen Clustern besteht darin, kleine SMM-Cluster als „Bausteine“ zu benutzen, und mit Hilfe von verbrückenden Molekülen oder Clustern größere darzustellen. Dies veranschaulichen Winpenny et al.^[12] 2013 mit ihrem „ring of rings“, bei dem es ihnen gelang, um einen Metall-Cluster im Zentrum weitere Cluster anzuknüpfen. So war es ihnen möglich, mit Hilfe von Isonikotinsäure zum einen um einen $[Fe^{III}_2Co^{II}]$ -Kern drei $[Cr_7Ni]$ -Ringe anzuordnen, zum anderen um ein $[Mn^{II}_4Mn^{III}_2]$ -Zentrum vier dieser achtkernigen Ringe und um einen zwölkernige Nickelring als Kern sechs $[Cr_7Ni]$ -Ringe anzubringen (Abbildung 1.3-4).

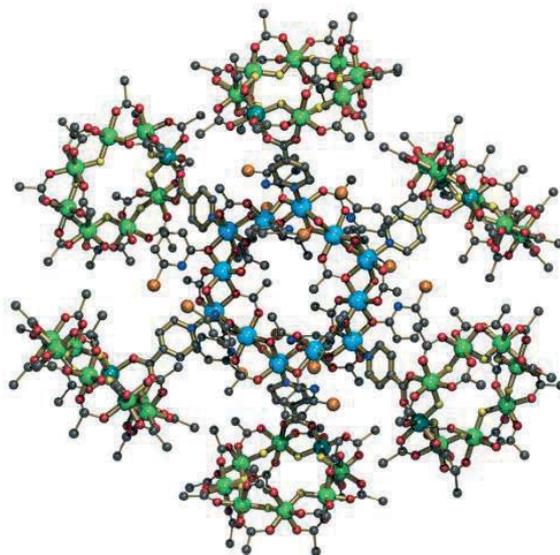


Abbildung 1.3-4: $[Ni_{12}(chp)_{12}(O_2CMe)_{12}(H_2O)_6][NH_2Pr_2][Cr_7NiF_8(O_2CtBu)_{15}(ina)]_6$ aus ^[12].



Das Kupfer(II)-ion bietet die Möglichkeit große Cluster zu bilden. Die höchste Nuklearität in reinen Cu^{II}-Komplexen wurde 2004 von Powell et al.^[13] mit 44 Kupferionen erzielt, gefolgt von zwei Cu₃₆-Clustern^{[14][15]}, und Metallclustern mit kleineren Nuklearitäten wie 21^[16], 16^[16], 12^[17], 9^[18], 7^[19], 6^[20] und viele weitere kleine Kupfer-Komplexe.

In reinen Lanthanoid-SMMS findet man gewöhnlich starke Spin-Bahn-Kopplungen und eine große Zahl ungepaarter Spins, beides gute Voraussetzungen für Komplexe mit einer großen Energiebarriere. Durch die Kombination von 3d- und 4f-Metallen können die magnetischen Kopplungen und die Anisotropie von reinen 4f Clustern verstärkt werden. Das erste Beispiel eines 3d/4f-SMMs ist ein Cu₂Dy₂-Komplex, der 2004 von Osa et al.^[21] veröffentlicht wurde. Dieser besitzt eine Energiebarriere von 21 K mit $\tau_0 = 2.7 \cdot 10^{-8}$ s. Im Jahr 2006 veröffentlichten Mori et al.^[22] einen CuDy₂-Cluster mit einer Energiebarriere von 47 K und $\tau_0 = 1.1 \cdot 10^{-7}$ s. In den darauffolgenden Jahren wurden weitere Kupfer-Lanthanoid-Verbindungen synthetisiert, vor allem in der Arbeitsgruppe von Prof. Dominique Luneau aus Lyon. Dieser veröffentlichte bereits 2006 einen Cu₆Dy₃-Cluster^[23], dessen Struktur aus drei eckenverknüpften Cubanen besteht, sowie im Jahr 2011 einen Cu₈Dy₄-Cluster^[24], in dessen strukturellem Zentrum sich eine Raute aus Dysprosiumionen befindet, die von acht Kupferionen umgeben werden. Im Jahr 2013 publizierten Luneau et al. schließlich eine elfkernige Cu₈Dy₃-Verbindung 2013^[25], welche aus einem Dreieck aus Dysprosiumionen besteht das ober und unterhalb von je einem Cu₄-Würfel flankiert wird. Diese Verbindungen zeigen alle SMM-Verhalten.

1.4 Wahl der Liganden

Die Wahl der Liganden spielt bei der Komplex-Synthese eine wichtige Rolle, da die Liganden Einfluss auf die Topologie der Cluster nehmen und diese Einfluss auf dessen magnetisches Verhalten ausübt. Da die Wechselwirkung der Spins der Metallzentren eines Clusters durch Superaustausch über Ligandatome wie Sauerstoff oder Stickstoff stattfindet, enthalten alle benutzten Liganden Sauerstoffatome in unterschiedlichen funktionellen Gruppen. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich durch Änderung des M-O-M Winkels zwischen zwei sauerstoffverbrückten Metallionen auch die Natur der magnetischen Wechselwirkungen ändert. Man beobachtet im Falle von hydroxidverbrückten Kupferionen ab einem Winkel von 97.6° den Übergang von antiferromagnetischer zu ferromagnetischer Kopplung^[26] (Abbildung 1.4-1), während dieser Übergang bei alkoxoverbrückten Kupferdimeren bereits bei 95.8° stattfindet^[27].



Complex	$R_{\text{Cu-Cu}}$, Å	$R_{\text{Cu-O}}$, Å	$\phi_{\text{Cu-O-Cu}}$, deg	$2J$, cm^{-1}	g	Θ , K
$[\text{Cu}(\text{bpy})\text{OH}]_2(\text{NO}_3)_2$	2.847	1.920–1.923	95.6 (1)	+172	2.10	–0.45
$[\text{Cu}(\text{bpy})\text{OH}]_2(\text{ClO}_4)_2$	2.870	1.92	96.6 (2)	+93	2.22	–0.5
$[\text{Cu}(\text{bpy})\text{OH}]_2\text{SO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	2.893	1.92–1.95	97.0 (2)	+49	2.20	0.10
$[\text{Cu}(\text{eaep})\text{OH}]_2(\text{ClO}_4)_2$	2.917	1.895–1.930	98.8–99.5 (3)	–130	2.04	
β - $[\text{Cu}(\text{dmaep})\text{OH}]_2(\text{ClO}_4)_2$	2.935	1.900–1.919	100.4 (1)	–200	2.03	
$[\text{Cu}(\text{tmen})\text{OH}]_2(\text{ClO}_4)_2$	2.966	1.897–1.931	102.3 (4)	–360	2.09	
$[\text{Cu}(\text{teen})\text{OH}]_2(\text{ClO}_4)_2$	2.978	1.899–1.907	103.0 (3)	–410	2.05	
$[\text{Cu}(\text{tmen})\text{OH}]_2\text{Br}_2$	3.000	1.902	104.1 (2)	–509	2.0	

Abbildung 1.4-1: Vergleich der strukturellen und magnetischen Eigenschaften von Di- μ -hydroxo-verbrückten Cu_2 aus^[26].

In der Literatur sind einige Cluster bekannt, in denen Oxime als verbrückende Liganden dienen. 2006 veröffentlichten Christou et al. einen Mn_6 -Cluster mit Salicylaldoxim, der einen Spingrundzustand von $S = 4$ besitzt und SMM-Eigenschaften aufweist^[28]. Auch im Falle von Eisen, wie Brechin et al. dies 2007 zeigten, ist die Darstellung einer ganzen Reihe an Fe(III)-Clustern mit Derivaten dieses Oxims möglich^[29].

H_2vanox (3-Methoxy-2-Hydroxy-benzaldoxim), *o*-Vanillinoxim ist ein potentiell vierzähliger Ligand, der aus der Literatur bekannt durch seine Verbrückung in einem Dy_3 -Cluster von Powell et al.^[30] ist. Dieses Oxim sollte als Hauptligand verwendet werden, da es in verschiedenen Koordinationsmodi vorliegen kann. Dabei treten bei den synthetisierten Strukturen folgende Bindungsverhältnisse auf, die in Abbildung 1.4-2 dargestellt sind.

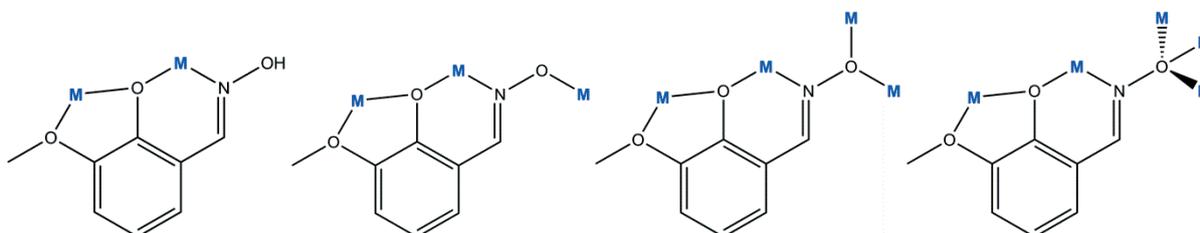


Abbildung 1.4-2: Bindungsmodi des H_2vanox Liganden.

Die Koordinationsmodi des Liganden variieren dabei von $\eta^1:\eta^2:\eta^1:\eta^0$ und somit μ_2 -verbrückend bis $\eta^1:\eta^2:\eta^1:\eta^3$ und damit μ_5 -verbrückend, weshalb es dadurch theoretisch möglich erscheint, große Komplexe herstellen zu können. Es zeigt sich in den folgenden Kapiteln, dass beide „Taschen“, zum einen bestehend aus Methoxy- und Hydroxy-Sauerstoffatom zum anderen bestehend aus Hydroxy-Sauerstoffatom und dem Stickstoffatom der Imineinheit, flexibel sind, und je nach Bedingung sowohl Kupfer- als auch Lanthanoidionen chelatisieren können.

Des Weiteren wurden Schiffbasen, ausgehend von *o*-Vanillin, eingesetzt, um den Effekt der Verlängerung zwischen dem Stickstoff- und Sauerstoffatom der Imin-Einheit, auf die Struktur

und somit das magnetische Verhalten derer zu untersuchen. Dabei wurden zuerst primäre Aminoalkohole mit *o*-Vanillin umgesetzt, wie Ethanolamin ($H_2vanen = 2-(((2\text{-hydroxyethyl})\text{imino})\text{methyl})\text{-6-Methoxyphenol}$), Propanolamin ($H_2vanpn = 2-(((3\text{-hydroxy-propyl})\text{imino})\text{methyl})\text{-6-Methoxyphenol}$) und das Enantiomergemisch von 2-Amino-1-propanol ($H_2vanmen = 2-(((1\text{-hydroxypropan-2-yl})\text{imino})\text{methyl})\text{-6-methoxyphenol}$), danach Schiffbasen aus *o*-Vanillin mit 2-Amino-1,3-Propandiol ($H_2vanapd = 2-((2\text{-hydroxy-3-methoxy-benzylidene})\text{amino})\text{propan-1,3-diol}$) und die sterisch anspruchsvollere mit 2-Amino-2-ethyl-1,3-Propandiol ($H_2vanaepd = 2\text{-Ethyl-e-}((2\text{-hydroxy-3-methoxybenzylidene})\text{amino})\text{propan-1,3-diol}$), wie in Abbildung 1.4-3 dargestellt.

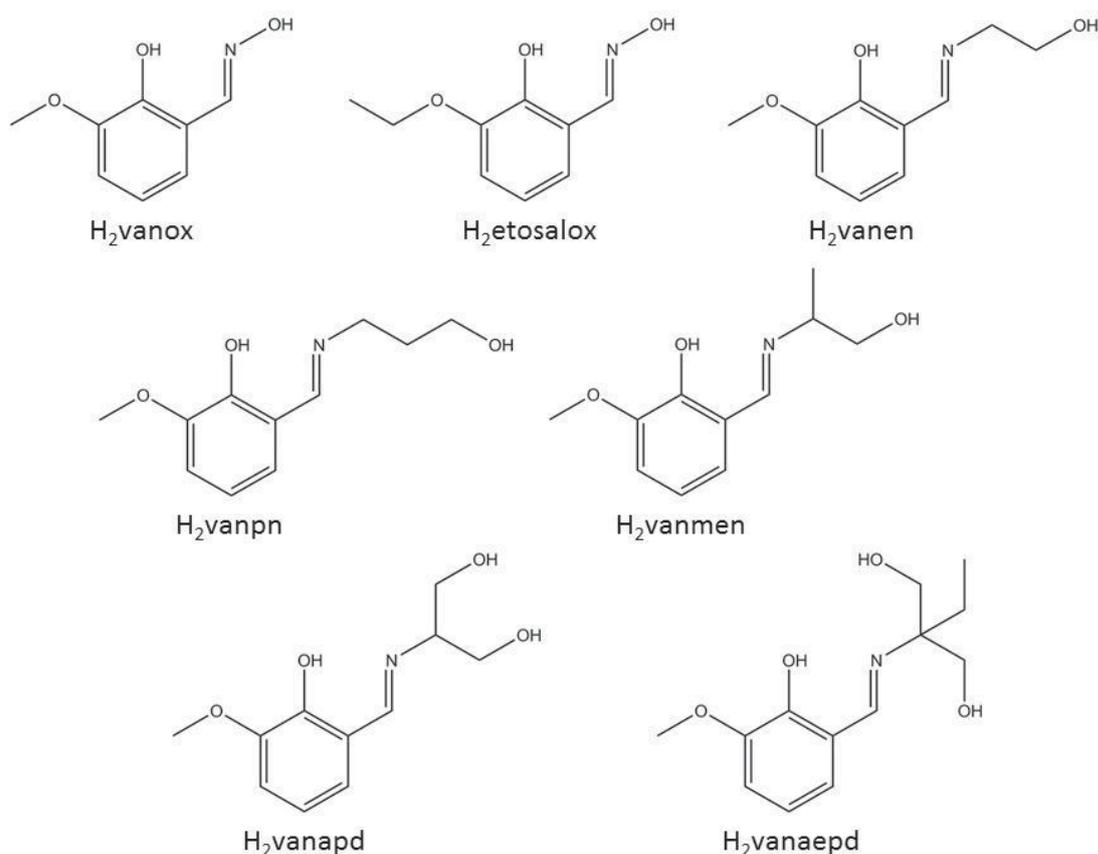


Abbildung 1.4-3: Verwendete selbst synthetisierte Liganden.