



Doctoral Thesis

Zur Quantentheorie von Domänenwänden

Author(s):

Schilling, Rolf

Publication Date:

1976

Permanent Link:

<https://doi.org/10.3929/ethz-a-000101337> →

Rights / License:

[In Copyright - Non-Commercial Use Permitted](#) →

This page was generated automatically upon download from the [ETH Zurich Research Collection](#). For more information please consult the [Terms of use](#).

ZUR QUANTENTHEORIE VON DOMÄNENWÄNDEN

ABHANDLUNG

zur Erlangung

des Titels eines Doktors der Naturwissenschaften

der

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH

vorgelegt von

ROLF SCHILLING

Dipl. Phys.

geboren am 18. August 1946

von Westdeutschland

angenommen auf Antrag von

Prof.Dr. W. Baltensperger, Referent

Prof.Dr. R. Jost, Korreferent

1976

Abstract

For a 180° -domain wall in a Heisenberg ferromagnet the Hamiltonian containing exchange, anisotropy, and boundary interaction terms is treated quantum-mechanically. This leads to results which differ qualitatively from those of classical studies in which the spins are considered as vectors with fixed length S . A complete system of eigenstates for which the transverse magnetisation vanishes exist. Selecting the eigenstates using further symmetry of the Hamiltonian H leads in some cases to $\langle \vec{S}_n \rangle = 0$ in the middle layer of the wall.

\vec{S}_n is the spin operator at site n .

For a 1-dim. chain with spin $S=1/2$ the properties of the ground state are investigated. For the infinite chain the lowest eigenvalues $E_M^{(\infty)}(\alpha)$ in each subspace with $S^Z = M$ are calculated exactly. α is the coupling constant of the boundary interaction in H . The same is carried out numerically for 2,3,4 and 5 sites. For these cases $E_M^{(\infty)}(\alpha)$ have the property $E_{M+1}^{(\infty)}(\alpha) > E_M^{(\infty)}(\alpha)$ for all $M \geq 0$ and all α .

There is considerable evidence that this is true for any number of sites. From this, it follows that the ground state of the wall is not degenerate for an even number of sites and therefore has vanishing transverse magnetisation, while the z -component of the magnetisation has opposite sign at sites reflected at the middle of the wall.

At last we study the influence of the dipole-dipole-interaction on the spin structure.

Zusammenfassung:

Im Vordergrund dieser Arbeit steht ein Heisenbergferromagnet mit 2 Domänen und einer 180° Domänenwand, wobei wir hauptsächlich an den Eigenschaften der Domänenwand interessiert sind.

Domänenwände wurden bis heute ausschliesslich klassisch, d.h. die Spins wurden als Vektoren mit einer festen Länge S behandelt.

Die Quantenmechanik fordert aber, dass die Spins durch Operatoren zu beschreiben sind. Wir werden für zwei Modelle die Konsequenzen aus der quantenmechanischen Beschreibung untersuchen:

$$(i) \quad H' = - J \sum_{n,\delta} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+\delta} - A \sum_n (S_n^z)^2 \\ + \alpha' \sum_{n,m} |\vec{n}-\vec{m}|^{-5} \left[(\vec{S}_n \cdot \vec{S}_m) (\vec{n}-\vec{m})^2 - 3 (\vec{S}_n \cdot (\vec{n}-\vec{m})) (\vec{S}_m \cdot (\vec{n}-\vec{m})) \right]$$

wobei wir uns auf die Nächste Nachbar-Ww. mit Kopplungskonstanten $J > 0$, eine Anisotropie entlang der z-Achse mit Anisotropiekonstanten A und die Dip-Dip-Ww. mit $\alpha' > 0$ beschränken.

Qualitative, klassische Ueberlegungen, d.h. \vec{S}_n ist ein Vektor, zeigen, dass dieses Modell (i) zu einer Unterteilung des Heisenbergferromagneten in Domänen führt.

Die Dip.-Dip.-Ww. in (i) reduziert die Symmetrie des Systems sehr stark und kompliziert so das Eigenwertproblem. Deshalb beschäftigen wir uns vorwiegend mit einem vereinfachten Modell, welches die Dip.-Dip.-Ww. nicht mehr explizit, aber die Einteilung des Ferromagneten in Domänen mit antiparalleler Magnetisierung enthält:

$$(ii) \quad H = - J \sum_{n,\delta} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+\delta} - A \sum_n (S_n^z)^2 + \alpha (S_{F_N}^z - S_{F_1}^z)$$

wobei der letzte Term die Einteilung in Domänen enthält, da z.B. für $\alpha > 0$ die Spins in der Endgitterebene F_1 aus energetischen Gründen in (+z)-Richtung und die in F_N in (-z)-Richtung zeigen wollen.

Für das Modell (ii) leiten wir zunächst einige allgemeine Eigenschaften des Spektrums her, die für spätere Ueberlegungen sehr hilfreich sind. Dann studieren wir die Konsequenzen, die aus der Symmetrie von (ii) folgen.

Um einen quantitativen Einblick in (ii) zu erhalten, berechnen wir für die 1-dim. Kette mit N Gitterplätzen und Spin $S = \frac{1}{2}$ die tiefsten Eigenwerte $E_M(\alpha)$ und den dazugehörigen Eigenzustand $|\Psi_M\rangle$ für $N = \infty$. M ist die Quantenzahl zu $S^Z = \sum_n S_n^Z$. Wir erhalten einen einfachen, exakten Ausdruck für $E_M(\alpha)$ für alle M, α und $N = \infty$. Zum Schluss untersuchen wir dann den Einfluss der Dip.-Dip.-Ww. auf die Spinstruktur, die aus (ii) folgte. Wir sehen, dass im Gegensatz zu (ii) jetzt die Transversalkomponenten der Magnetisierung nicht mehr an allen Gitterplätzen verschwinden; jedoch tritt aber genau wie bei (ii) der Fall auf, wo die drei Komponenten der Magnetisierung an einem Gitterplatz, infolge der Quantenfluktuation der Spins, verschwinden.

Damit zeigen wir deutlich, dass bei der quantenmechanischen Beschreibung die Spinfluktuationen zu einer grösseren Freiheit für mögliche Spinstrukturen führen.