

図 1 (c)に容易面型の異方性をもつ $S = 3/2$ スピンの一軸方向に磁場を印加した際のエネルギー準位図を示す。ゼロ磁場では基底二重項が擬似的な $S = 1/2$ スピンと見なされ、反強磁性秩序が形成される。 c 軸方向に磁場を印加すると、基底二重項がゼーマン分裂し、反強磁性状態が一度壊れる。しかし、さらに印加磁場を強くすると、励起二重項の片方と基底二重項の片方がエネルギー縮退する。この磁場近傍では縮退している二重項が再び $S=1/2$ の自由度として振る舞い、ゼロ磁場と似た反強磁性秩序が復活する。従って、 $S = 3/2$ スピンの容易面型異方性がある系に一軸方向に磁場を印加すると、図 1(d)の青色で示されるように、二つの反強磁性相とそれらを隔てる三つの BEC 型量子臨界点からなる特異な温度磁場相図が予想される。

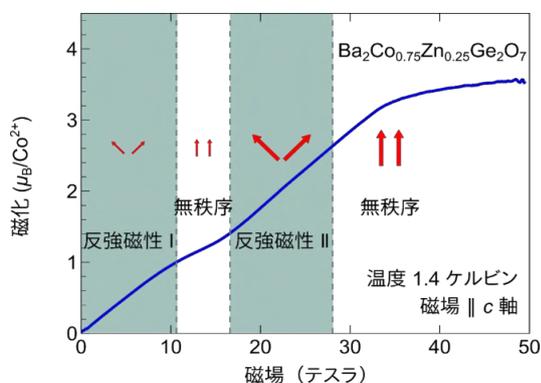


図 2: $\text{Ba}_2\text{Co}_{0.75}\text{Zn}_{0.25}\text{Ge}_2\text{O}_7$ の磁化の磁場依存性 赤い矢印は磁気モーメントが磁場方向にそろえられている様子を模式的に示している。15 テスラ付近で一度磁場方向に磁気モーメントがそろう磁気秩序が消失した後さらに強い磁場で再び反強磁性秩序が現れ、磁気モーメントが磁場からずれた方向を向く。30 テスラ以上では再び磁気秩序が消失し、磁気モーメントは磁場方向を向く。

しかしながら、このシナリオは磁気モーメント間に働く相互作用が磁気モーメントの異方性に比べ十分小さい場合にのみ適用される。相互作用が大きくなると、反強磁性秩序が安定化する。図 1(d)では、それぞれのドームが大きくなるにつれて二つのドームが合流し、最終的には一つの特徴のない反強磁性ドーム(灰色)になる様子が模式的に示されている。この場合、磁気モーメントの離散的な準位が磁場下で発展していく様子は強すぎる磁気相互作用によって隠されてしまう。

次に実験結果に移る。本研究では、様々な亜鉛置換率の結晶を作製し、0.3 ケルビンまでの低温環境や、50 テスラのパルス磁場下での誘電率、磁化、磁歪などの性質を調査した。コバルトの 25%を亜鉛で置き換えた場合に、15 テ

スラ付近の磁場領域で飽和磁化のおよそ 1/3 の位置に磁化プラトーが観察された(図 2)。これは基底二重項のうちの片方に磁場によって完全に偏極した状態に対応する。言い換えれば、反強磁性秩序が磁場により破壊された量子常磁性状態が実現している。また、同じ磁場領域で、磁歪や誘電率にも異常な外部磁場応答が観察されることが明らかになった。さらに印加磁場を強くすると、磁化プラトーが終了し、30 テスラの飽和まで再び磁化が増加することが明らかになった。この振る舞いは $S = 3/2$ で相互作用が弱い場合に期待される反強磁性→無秩序相→反強磁性→無秩序相の連続する相転移現象の描像と一致する。希釈により狙い通り相互作用が弱まった結果であると言える。

図 3 に温度磁場相図を示す。 $\text{Ba}_2\text{CoGe}_2\text{O}_7$ では単一であった反強磁性ドームが、希釈量が 25%の時には二つの反強磁性ドームに分裂していることが分かる。ただし、この組成では二つのドームは 1.0 ケルビン以下で合流している。ドームの完全な分裂を実現するには、希釈量を増やし磁気相互作用を更に抑制することが有効であると考えられる。そこで、37.5%希釈した組成に対し追加で実験を行った結果、実際にドームの分裂がより顕著になることが確認できた。

最後に、パーコレーション転移という別の相転移を考慮する。希釈量 41%は正方格子のパーコレーション閾値として知られている。これ以上希釈すると、系の端から端まで繋がる Co サイトのクラスターが存在しなくなり、長距離秩序も全ての磁場領域で原理的に存在しなくなる。そのため、41%より小さい希釈量でドームの完全分裂が起こるかどうかは非自明な問題である。

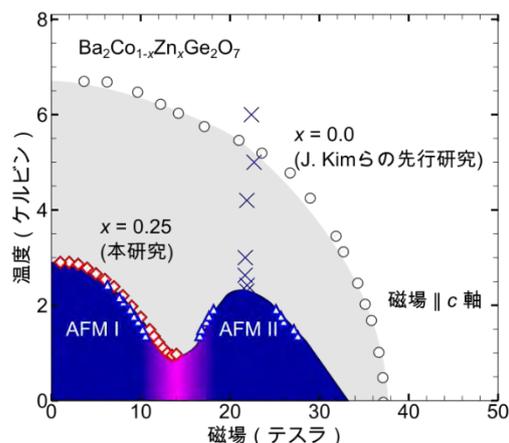


図 3: 希釈による温度磁場相図の発展 相境界は誘電率の温度磁場依存性測定から精度良く決定された。

