

序無秩序型強誘電体で、強誘電相では、比較的厚い ($\lesssim \mu\text{m}$) 分域壁をもつ、 180° 分域構造をとる。転移点近傍で、この結晶の場所的構造の変化の様相を、高分解能で捉えるため、温度コントロール用の電気炉の作製等を行い、X線トポグラフ法で、分域構造およびその変化を撮影することに成功した。そして、相転移に伴う分子の配向の秩序の変化が、室温において、電場印加による分極反転過程時の秩序の変化に伴うのと同じコントラストを与えることを見出した。

16. 1次元系における磁気励起

吉田 晴 男

Hamiltonian $H = -J \sum_i [S_i^z S_{i+1}^z + \eta (S_i^x S_{i+1}^x + S_i^y S_{i+1}^y)]$, ($0 < \eta \leq 1$) で与えられる 1 次元 Heisenberg (H.) - Ising (I.) spin 系は Ferro (F.) も Anti Ferro (A. F.) も spin wave の spectrum $\epsilon_{\text{sw}}(k)$ が厳密に得られている。非弾性中性子散乱の実験では 1 次元のため para-phase であるにもかかわらず確かに集団励起が観測されている。しかし ($0 < \eta < 1$) についての散乱断面積 ($\mathcal{S}^x(k)$) は理論的には調べられていない。しかも最近 Ising-like ($0 < \eta \ll 1$) の物質の実験が盛んであり、Ising-like 特有の集団励起が理論から指摘されていること (Villain) もあって、Ising-like の $\mathcal{S}^x(k)$ は理論的に興味を持てる。まず総和則で低温での $\mathcal{S}^x(k)$ を調べると、F. とは異なり、A.F. では ϵ_{sw} の励起からの $\mathcal{S}^x(k)$ への寄与は無視できることがわかる。このことは A.F. の ϵ_{sw} による J と η の実験的決定に疑問をもたらす。 $\mathcal{S}^x(k)$ そのものの形は η の摂動計算によって求められる。それにより実験と同じ様な集団励起のピークをはっきり見い出せる。