

# 3次元ハイゼンベルグスピニングガラスの スピン・カイラリティ秩序化

福島 孝治

東京大学 大学院総合文化研究科 広域科学専攻 相関基礎科学系

URL: <http://dbs.c.u-tokyo.ac.jp/~fukushima>  
<mailto:hukusima@phys.c.u-tokyo.ac.jp>

December 2, 2003

共同研究者 川村 光 (阪大)

# Today's Contents

- スピングラス研究のこれまで
  - スピングラスの問題
  - カイラリティ機構と ...
- なぜ今ベクトルスピングラスなのか ...
  - 最近の実験的理論的な発見
  - スピングラスかカイラルガラスか .
- モンテカルロ計算結果
  - 3次元ハイゼンベルグスピングラス模型
- Summary

# スピングラス問題

---

- Cannella–Mydosh(1972) : 希薄磁性合金の帯磁率にカスプ
- Edwards–Anderson(1975): 理論模型

Model Hamiltonian: EA model

$$\mathcal{H}(\vec{S}) = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

$\vec{S}_i$ :  $m$ -component classical spin variable

$J_{ij}$ : quenched disorder

EA order parameter

$$q_{\mu\nu} = \frac{1}{mN} \sum_i \langle S_{i\mu} \rangle \langle S_{i\nu} \rangle$$

$(\mu, \nu = x, y, z)$

- ランダムネス+フラストレーションのある系で秩序は形成されるか?
- されるとすると, どんな相なのか?

- 平均場理論の構築 (1980年代前半)
    - スピングラス相の平均場的な解釈: レプリカ対称性の破れ
-

## スピングラス問題：ベクトルスピングラスは？

---

- 大規模モンテカルロ計算より，  
3次元イジングスピングラスモデルはスピングラス相転移をする．
  - Bhatt–Young, PRL **54**, 924(1985) Ogielski–Morgenstein, PRL **54**, 928(1985).
- 理論的・数値的研究から，3次元ハイゼンベルグスピングラスは有限温度相転移しなさそうな雰囲気ができあがる．
  - Ground state calculation (Domain Wall RG) :
    - \* Banavar-Cieplak, PRL **48**, 832 (1982) ; McMillan, PRB **31**, 342(1985).
  - Finite temperature Monte Carlo calculation:
    - \* Olive-Young-Sherrington, PRB **34**, 6341 (1986).
    - \* Matsubara-Iyota-Inawashiro, PRL **67**, 1458 (1991).
    - \* Yoshino-Takayama, EuroLett **22**, 631 (1993). (dynamics)

⇒ 我々の知りうるスピングラスは3次元イジングSGだけ(という時代)．
- Experimental Spin-Glass Transition (Canonical spin glass: CuMn, AgMn)
  - ⇒ isotropic Heisenberg model

# weak anisotropy effects: これまでの解釈

弱い磁気異方性が大変重要で、実験的には Ising SG 相転移が観測されている。  
cf.  $d_{\text{LCD}}^{\text{Ising}} < 3$

問題はいろいろあった。

- Heisenberg-to-Ising のクロスオーバーは実験的には見えていない
- 臨界指数が Ising SG とはかなり違う

	$\nu$	$\eta$
Ising SG (EA model)	1.8(2)	-0.26(4)
$\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$	$\sim 1.7$	$\sim -0.35$
Heisenberg SG: CuMn	1.4	0.4

## Olive-Young-Sherrington '86

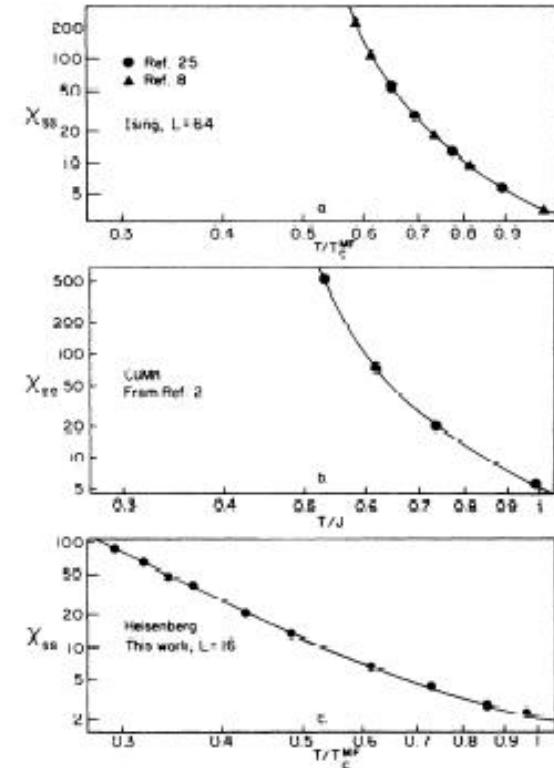


FIG. 5. (a) Plot of  $\chi_{\text{SG}}$  against  $(T/T_c^{\text{MF}})$  on a double logarithmic scale for a three-dimensional nearest-neighbor Ising spin glass. The data is from Refs. 8 and 25 and is for size  $L=64$ . At the temperatures plotted, finite-size effects are believed not to be important. (b) Experimental data from Ref. 2, plotted as in Fig. 2 of Ref. 28. Following Ref. 28 we set  $J = \sqrt{6} \times 8.39 \text{ K} = 20.55 \text{ K}$ . Our  $\chi_{\text{SG}}$  is called  $\chi_{\text{EA}}$  in Ref. 28. (c) Our present data for the three-dimensional nearest-neighbor Heisenberg model. Note that (a) and (b) are qualitatively similar and are consistent with a finite  $T_c$ , whereas (c) looks qualitatively different and strongly suggests a power-law divergence of  $\chi_{\text{SG}}$  as  $T \rightarrow 0$ . The lines are guides to the eye.

# カイラリティ機構：Kawamura, PRL 68 (1992) 3785.

## STEP 1

異方性のない系で、スピングラス秩序を伴わない**カイラルガラス相転移**が有限温度でおこる。

$$O(3) \longrightarrow \underbrace{Z_2}_{\text{broken symmetry}} \otimes \underbrace{SO(3)}_{\text{preserve}}$$

自発的  $Z_2$  対称性の破れにより、カイラリティはランダムに凍結するが、スピンはまだ回転の自由度を持っている

**スピン-カイラリティ分離**

phase	CG LRO	SG LRO
CG phase	○	×
なし	×	○
SG phase	○	○
paramag.	×	×

## STEP 2

ランダムな磁気異方性がカイラリティとスピンを**混ぜる**。

$$O(3) \longrightarrow \underbrace{Z_2}_{\text{対称性の破れ}} \otimes \cancel{SO(3)}$$

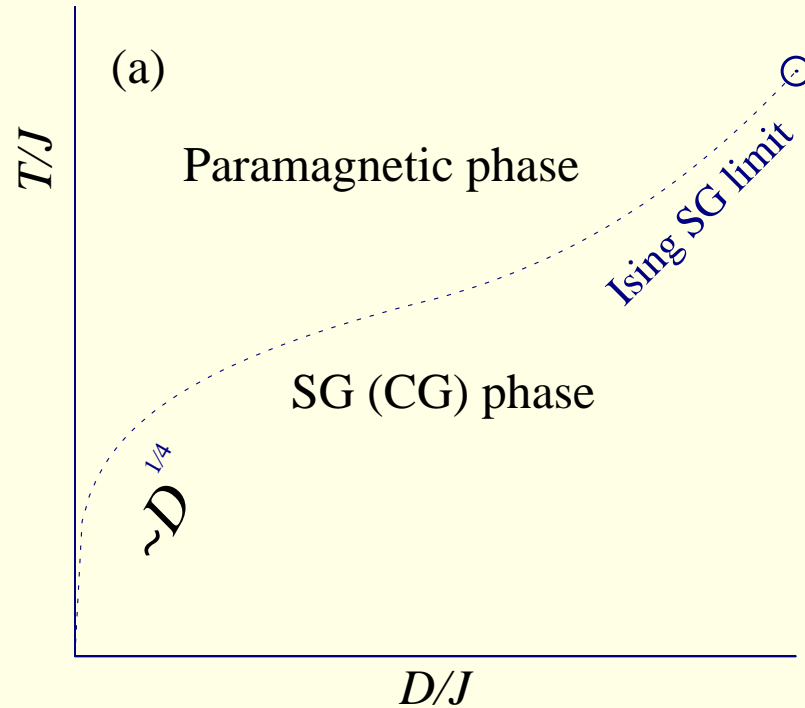
$Z_2$  対称性が破れてしまうと、同時にスピンも固まる。

- スピングラス相の性質はカイラルガラス相の性質で決まる
- スピングラス転移の臨界指数はカイラルガラスと同じはず

**スピン-カイラリティ混成**

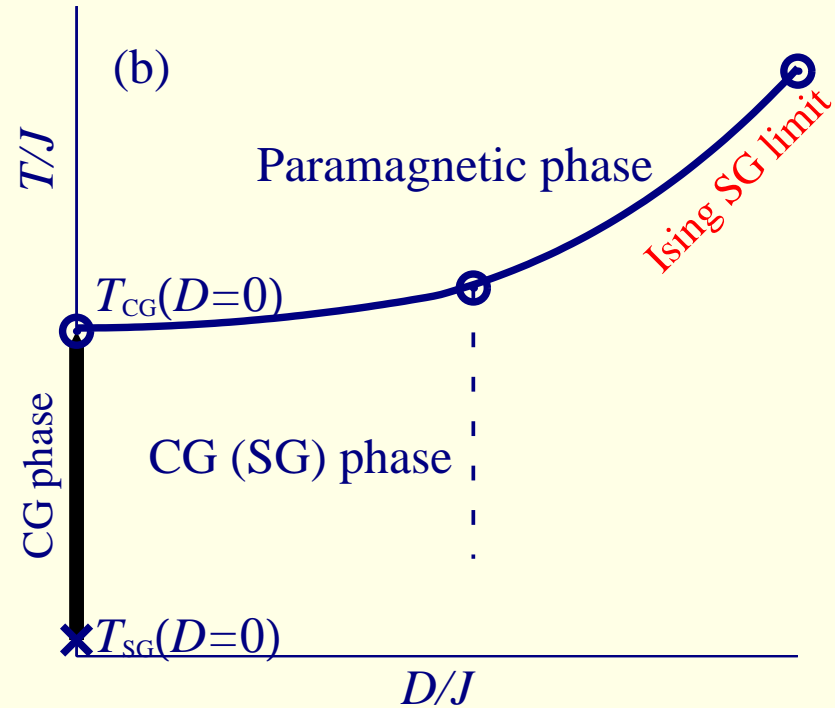
# 磁気異方性 vs 温度 相図

weak anisotropy picture



強い極限で唯一の  
イジングスピングラス

chirality mechanism



異方性の弱い極限として、  
カイラルガラス

## カイラリティ機構の数値的検証と ...

---

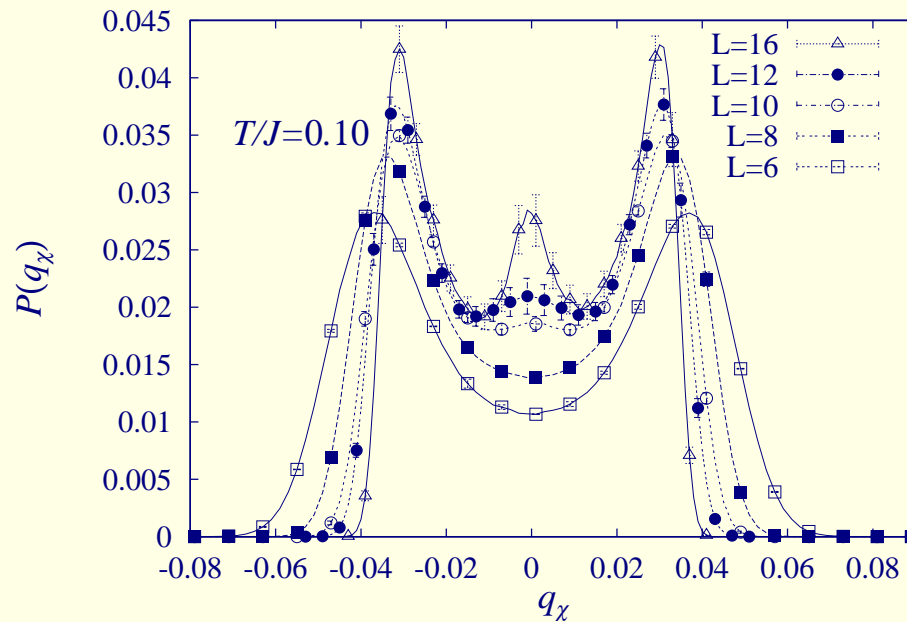
- a finite temperature Chiral-Glass transition :
  - Kawamura, JPSJ **64**, 26 (1995).
  - Kawamura, PRL **80**, 5421 (1998).
  - Hukushima-Kawamura, PRE **61**, R1008 (2000).
  - Matsumoto-Hukushima-Takayama, PRB**66**, 104404(2002).
  - 磁場中スピングラス : Imagawa-Kawamura, PRL**87**,207203(2001), JPSJ**71**,127(2002)
- \* **カイラルガラス相の特性 —イジングスピングラスとはかなり異なっている .**
  - 1 step レプリカ対称性の破れを実現していそう
  - lack of self-averaging
  - 臨界指数.... 実験のスピングラス転移の値に近い
- イジングSGとは異なる性質が実験的に明らかになってくる .
  - 異なる臨界指数
  - 磁場 vs 温度相図の様子
  - 動的性質 : aging 現象に現れる rejuvenation-memory 効果
  - 動的性質 : 揺動散逸定理の破れ
  - 異常ホール効果とスピンカイラリティ



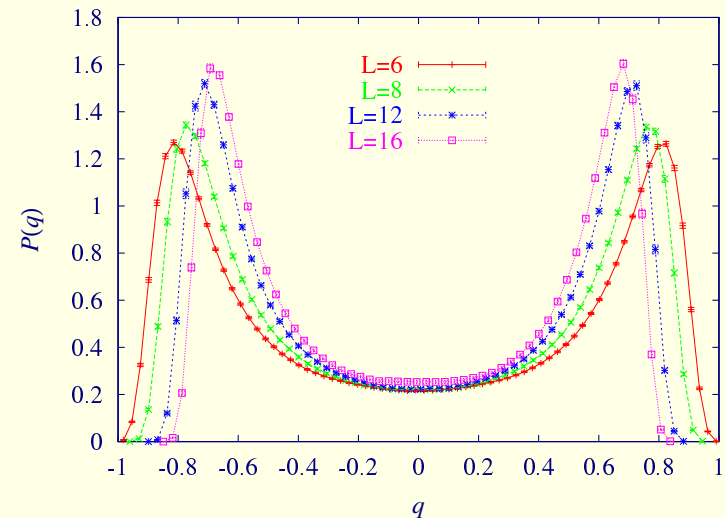
# low temperature Chiral Glass phase (1)

## Order parameter distributon in the low $T$ phase

3D Heisenberg SG

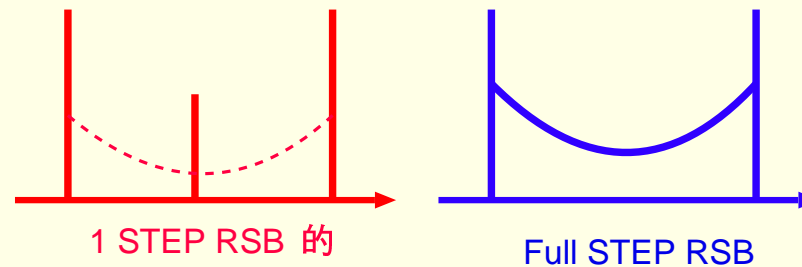


3D Ising SG



SG order parameter

CG oder parameter distribution function



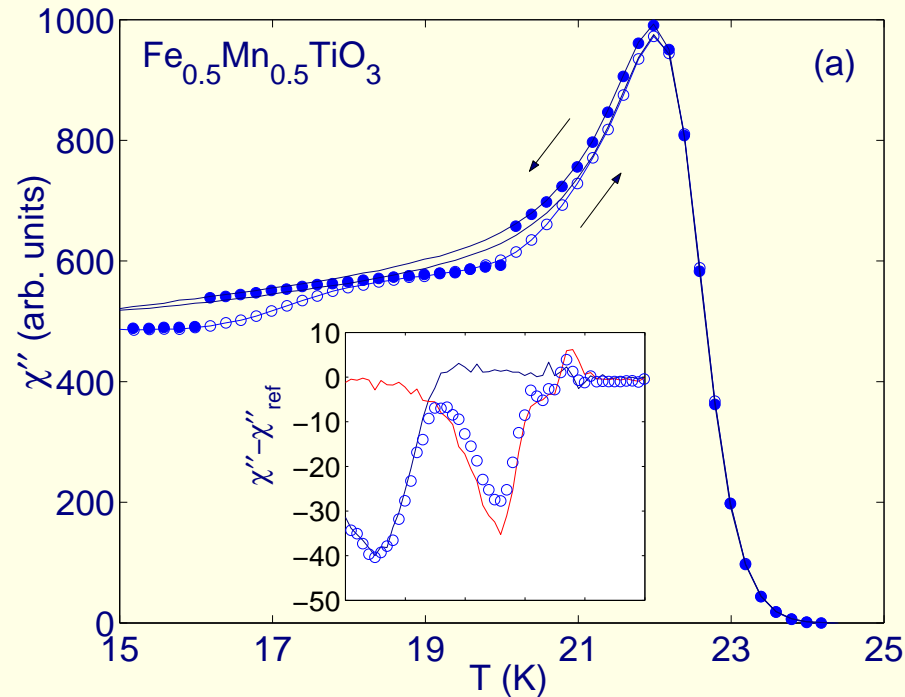
A central peak at  $q_\chi = 0$ , in addition to side peaks suggests one step like RSG.

# Ising型スピングラスとの異なる性質(1)

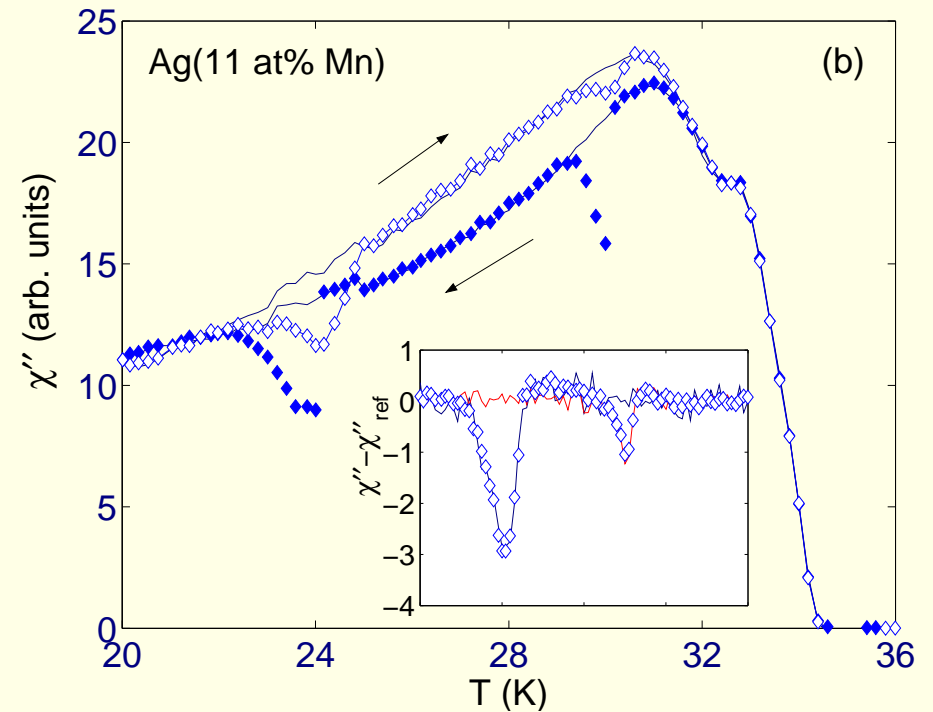
非常に遅い非平衡緩和現象 (aging 現象) に見られる違い

Rejuvenation(Chaos)-Memory Effect: K. Jonason et. al. PRL**81** (1998) 3243.

## イジング型スピングラス



## カノニカル・スピングラス (AgMn)



P.E.Jönsson, et al cond-mat/0307640

イジング型SGよりも強い温度カオス効果が見られる。

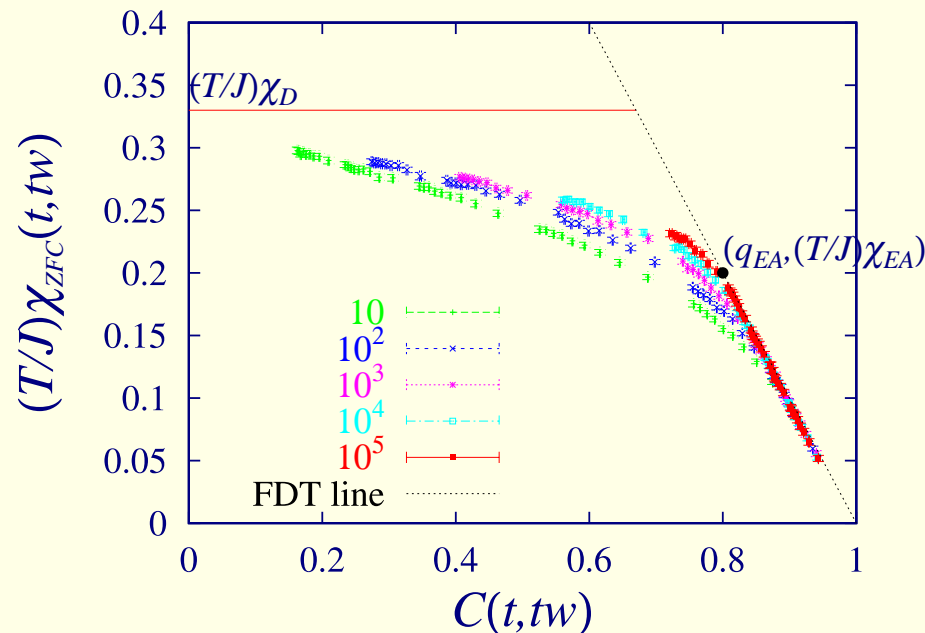
## Ising型スピングラスとの異なる性質 (2)

揺動散逸比:  $R(t, t_w) = \frac{X(t, t_w)}{k_B T} \frac{\partial C(t, t_w)}{\partial t_w}$

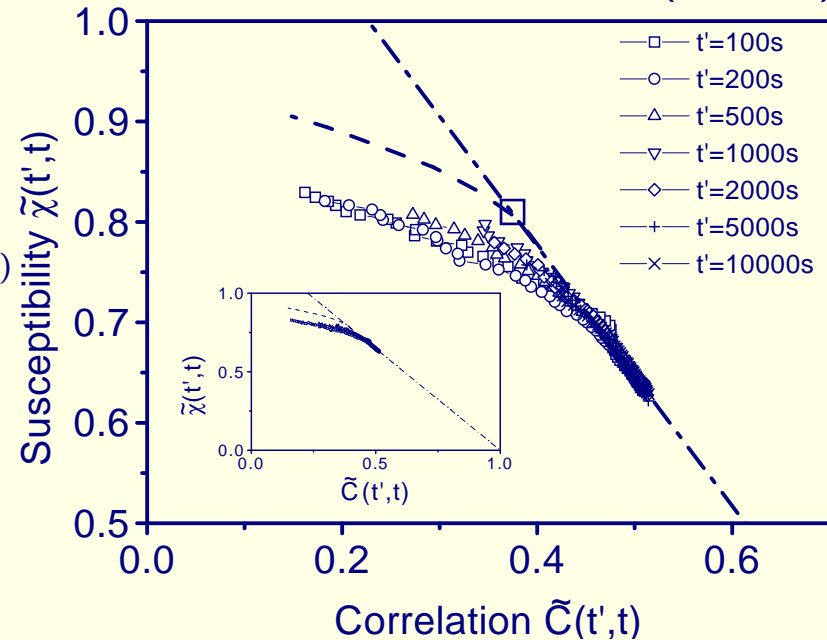
有効温度  $T_{\text{eff}} = T/X$ ,

平衡系で揺動散逸定理が成り立っている場合は,  $X = 1, T_{\text{eff}} = T$

イジング・スピングラス: MC simulation カノニカル・スピングラス (CuMn)



有効温度がゆっくり変化する。



有効温度が一定:  $T_{\text{eff}} \sim 2T_g$

## 振り子はもどってくる ...

---

- 実はハイゼンベルグ・スピングラスもSG転移するのでは!!....???

すべてをイジングSGに押しつけるのは無理がある .

- 東北大グループ

- \* Matsubara-Shirakura-Endoh, PRB **64**, 09412 (2001).

- \* Nakamura-Endoh, JPSJ **71**, 2113 (2002).

- \* . . .

- Lee and Young, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 228203

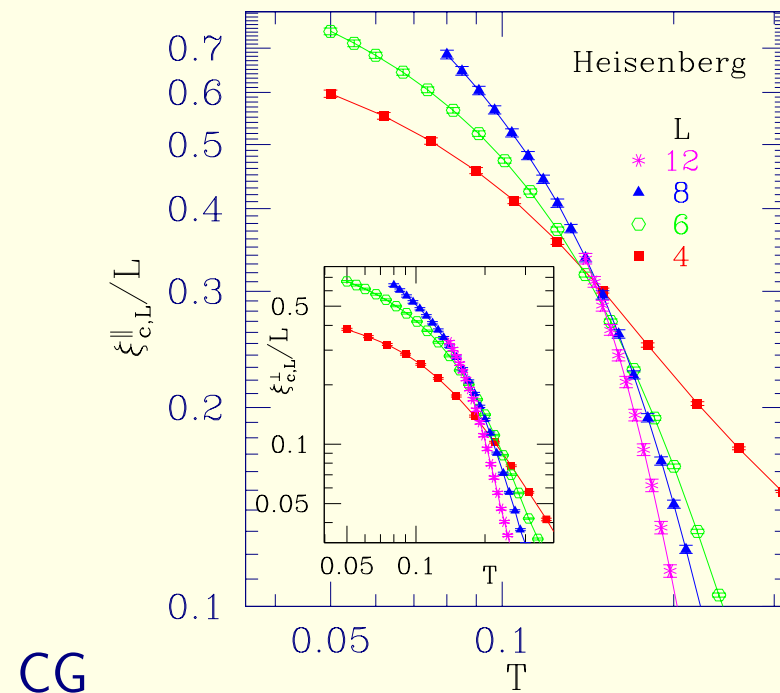
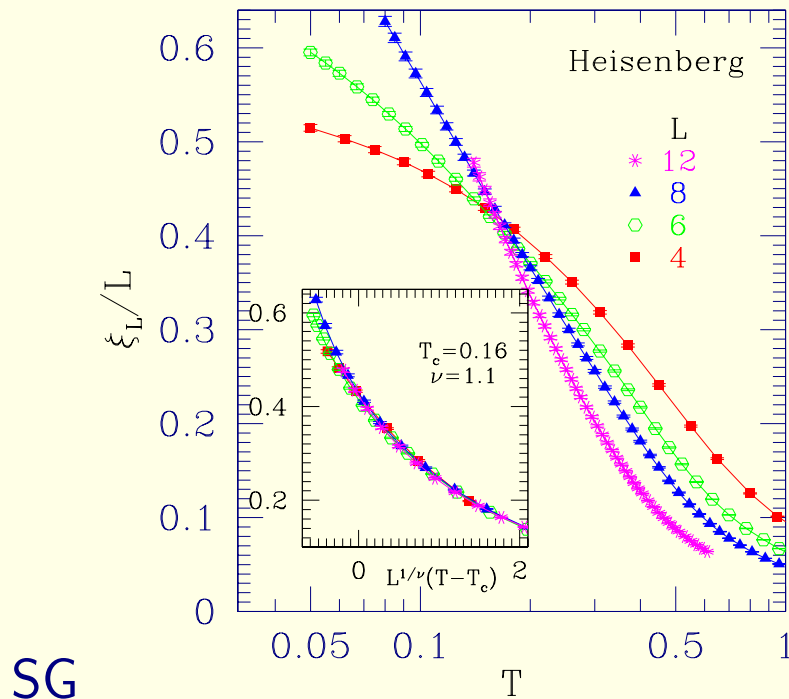
- スピングラスなのか , カイラルガラスなのか

# Lee-Young's claim: Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 228203

“Single spin- and chiral-glass transition in vector spin glasses in three dimensions”

Correlation length : second moment method ( $L \leq 12$ )

$$\xi_{\text{SG}}(T, L) = \frac{1}{2 \sin(k_{\text{min}}/2)} \left( \frac{\chi_{\text{SG}}(k=0)}{\chi_{\text{SG}}(k_{\text{min}})} - 1 \right)^{1/2}$$



....., it would be feasible to extend these results to larger sizes by a major computational effort.

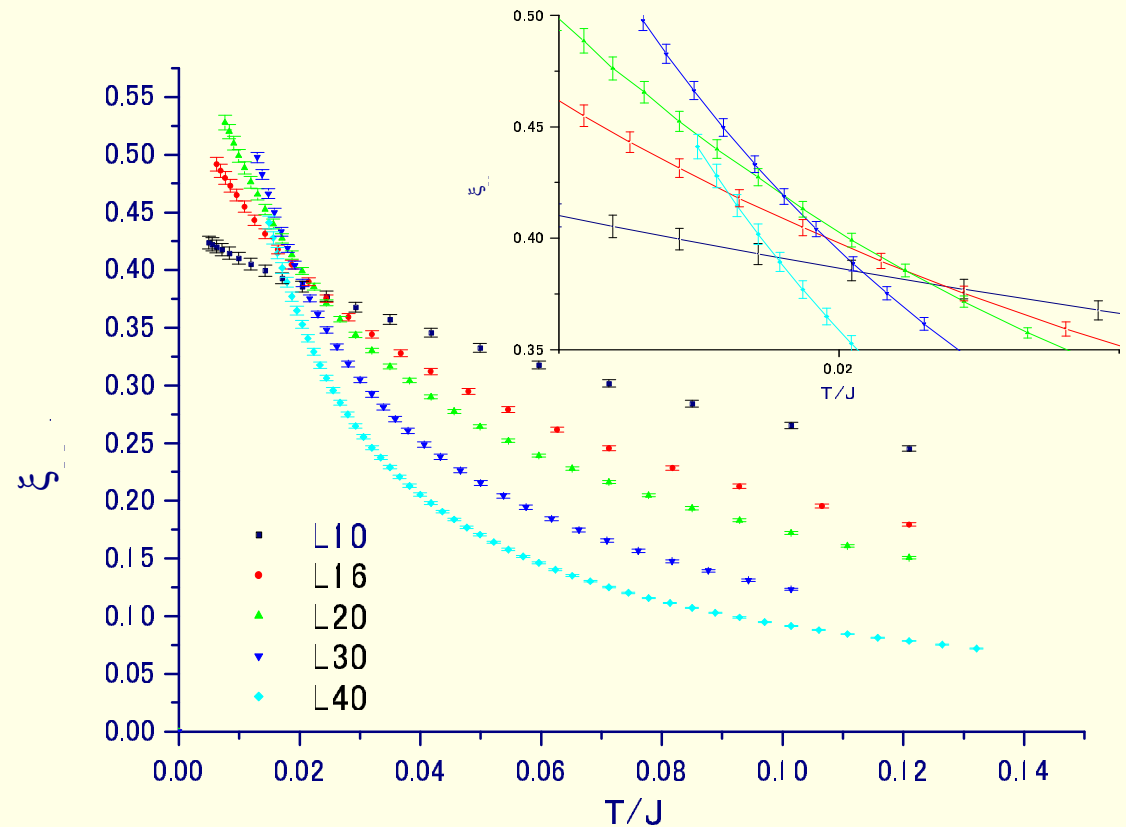
## 2次元ハイゼンベルグスピングラスの例

Kawamura-Yonehara, J. Phys. A **36**(2003) 10867–10880.

Mermin-タイプの議論から，この系の有限温度スピングラス相転移はないと言える．

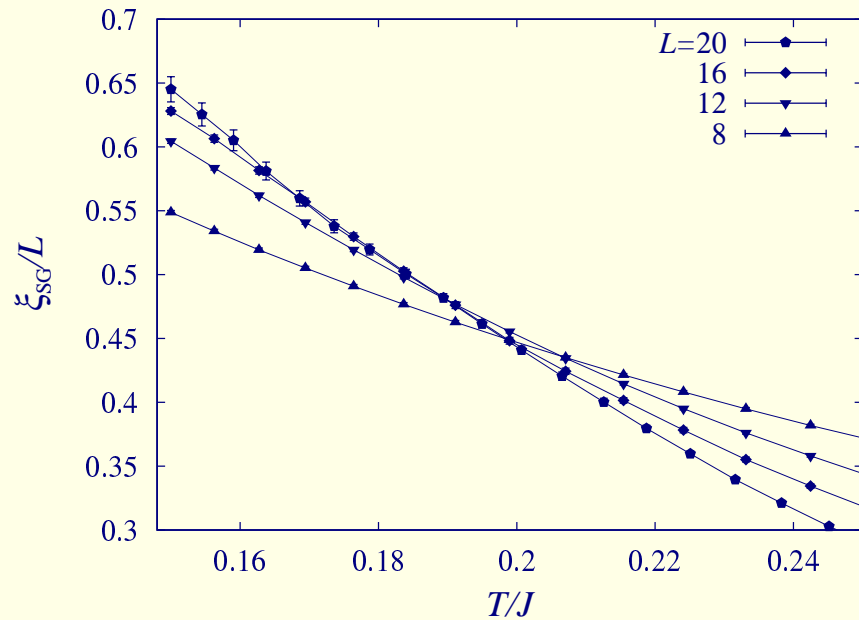
Scaled SG correlation length  
 $\xi_{SG}/L$

- 大きなスケーリング補正
- $L < 20$  程度のサイズの結果だけからでは，スピングラス相転移が起こっていると，間違っ

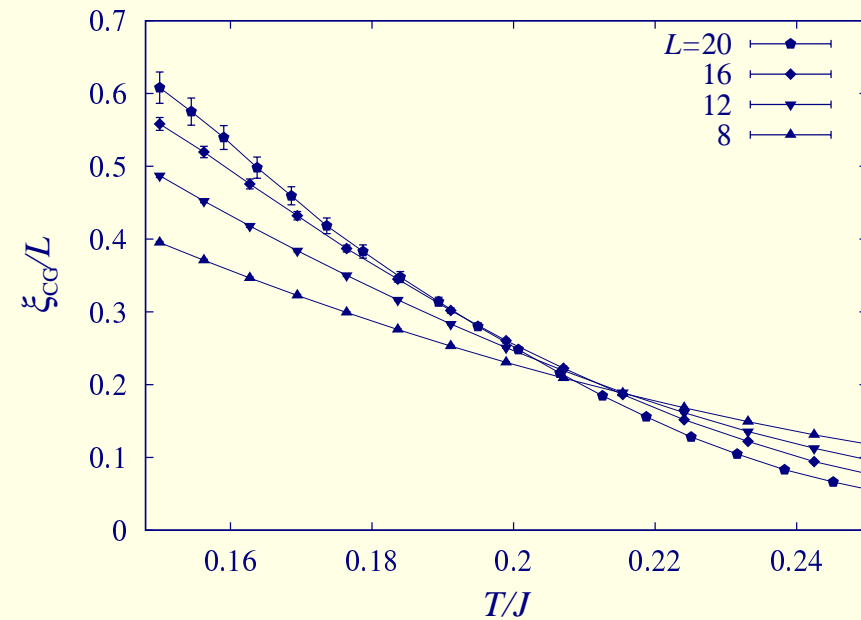


# 我々の3次元ハイゼンベルグSGの結果： $\xi/L$

SG



CG

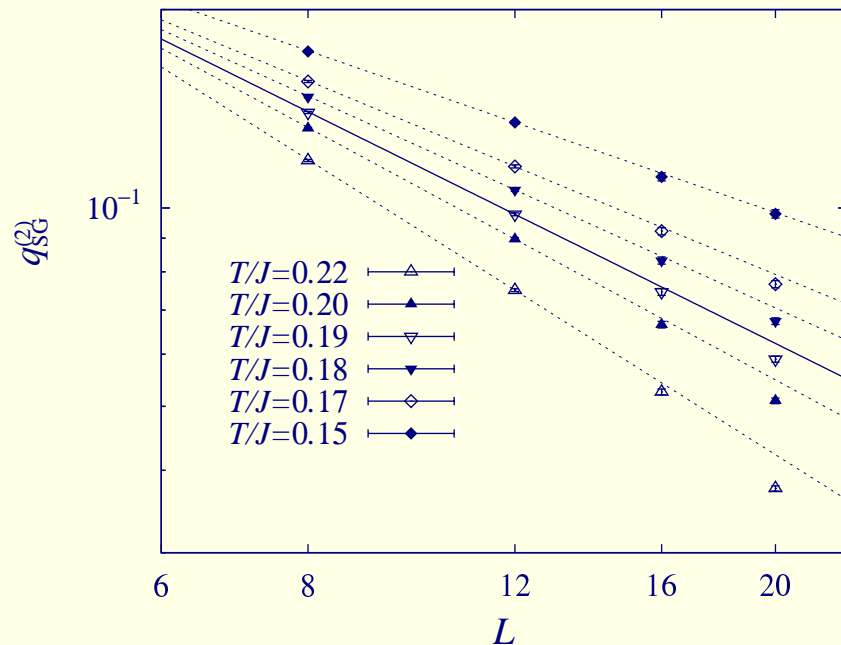


- 大きな correction to scaling の存在：有限系の疑似転移温度の低温側へのシフト
- $T_{CG} > T_{SG}$  のようには見えない。
- $L \simeq 16$  程度の長さスケールではスピングラス転移が起こっているように見えなくはない。

# 等方的な系でのスピングラスとカイラルガラス(1)

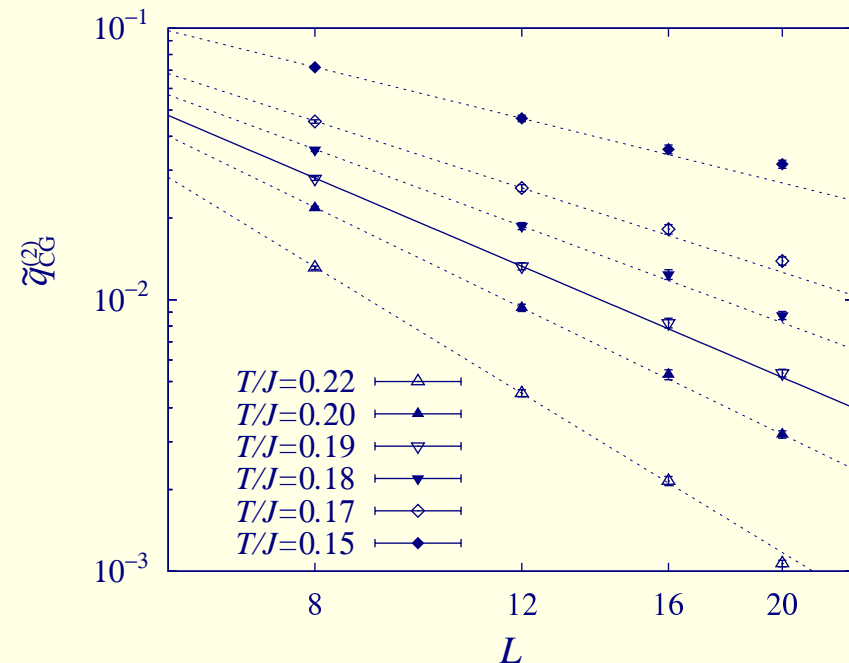
## 低温での秩序変数のサイズ依存性

$$q_{\text{SG}}^{(2)}(L) = \left[ \left\langle \sum_{\mu\nu} \left( \frac{1}{N} \sum_i S_{i\mu}^{(\alpha)} S_{i\nu}^{(\beta)} \right)^2 \right\rangle \right]$$



$T = T_{\text{CG}}$  では, 単純なベキでない.  
低温で  $q_{\text{SG}}^{(2)}$  は高々ベキ.

$$q_{\text{CG}}^{(2)}(L) = \left[ \left\langle \left( \frac{1}{3N} \sum_{i\mu} \chi_{i\mu}^{(\alpha)} \chi_{i\mu}^{(\beta)} \right)^2 \right\rangle \right]$$



臨界的ベキ的振舞:  $T_{\text{CG}}/J \simeq 0.19$   
低温相では  $q_{\text{CG}}^{(2)}$  は有限値に収束.



# Spin-glass order parameter distribution function (diagonal part)

## diagonal component of the overlap

$$q' \equiv \frac{1}{N} \sum_i (S_{ix}^{(\alpha)} S_{ix}^{(\beta)} + S_{iy}^{(\alpha)} S_{iy}^{(\beta)} + S_{iz}^{(\alpha)} S_{iz}^{(\beta)})$$

$$P(q_{\text{diag}}) = [\langle \delta(q' - q_{\text{diag}}) \rangle]$$

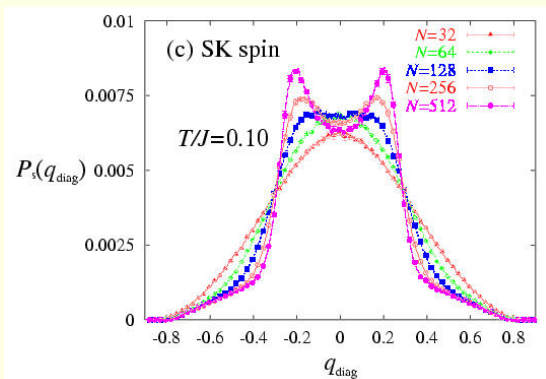
## distribution function

- randomly frozen order
- Long range part  $q_{\text{EA}}$  + trivial rotation  $O(3)$

⇒ **diverging peak at**  $\pm \frac{1}{3} q_{\text{EA}}$

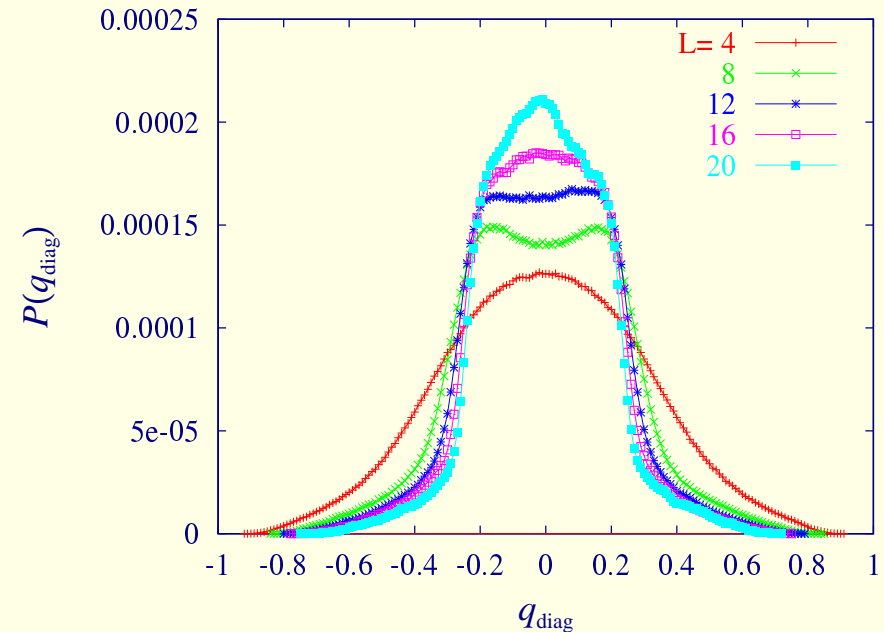
## Heisenberg SK model

(Imagawa-Kawamura)



## • Our result in 3D HSG

–  $T/J = 0.15 < T_{\text{CG}}$



Only single peak !! → **no SG ordering**

## Summary

- 最近の3次元ハイゼンベルグスピングラスに関する話題を概観した。
  - 新たな実験結果が出て来るに際して、カイラリティ機構にとって、致命的な欠陥は見付かっていない。
  - カイラリティ機構の対抗馬は、もはや「イジングSGを基本とした弱い磁気異方性効果説」ではなくなってきたようで、むしろ、「実はスピングラス相転移あり説」になってきた。
  - 我々の今回の寄与：
    - \* 等方的ハイゼンベルグスピングラス模型の **大規模** 数値計算
    - \* 有限温度スピングラス相転移の存在を完全に否定することはできないものの、すくなくとも、 $T_{CG} > T_{SG}$  と考えないといけないデータが得られた。
- 残されている問題は ...
  - エイジング現象やFDTの破れをカイラリティのcontextで語れるとよい
  - ...