

Коллективные моды магнитного резонанса в спин-щелевых магнетиках

А.И.Смирнов



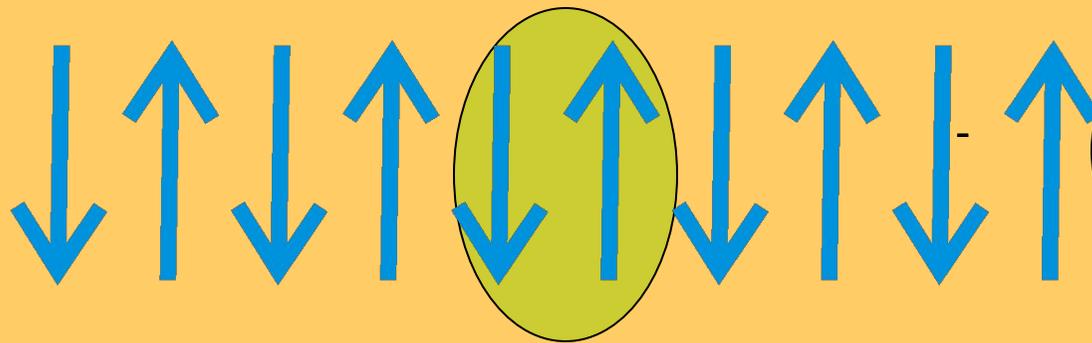
*Дополнительный материал по курсу
Низкотемпературный магнетизм
В весеннем семестре 2006/2007 учебного года*

Гейзенберговский обмен и проблема основного состояния антиферромагнетиков

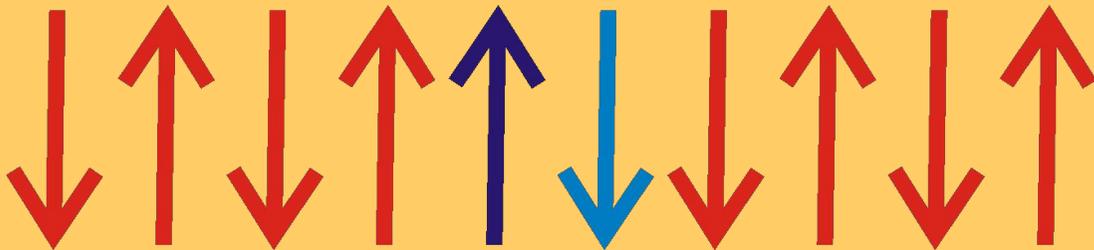
$$\mathcal{H} = \sum J_{i,i+1} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i+1}$$

$$\mathcal{H} = J_{i,i+1} \sum [S_j^z S_{j+1}^z + 1/2(S_j^+ S_{j+1}^- + S_j^- S_{j+1}^+)]$$

$$S_i^+ = S_i^x + iS_i^y \quad S_i^- = S_i^x - iS_i^y$$

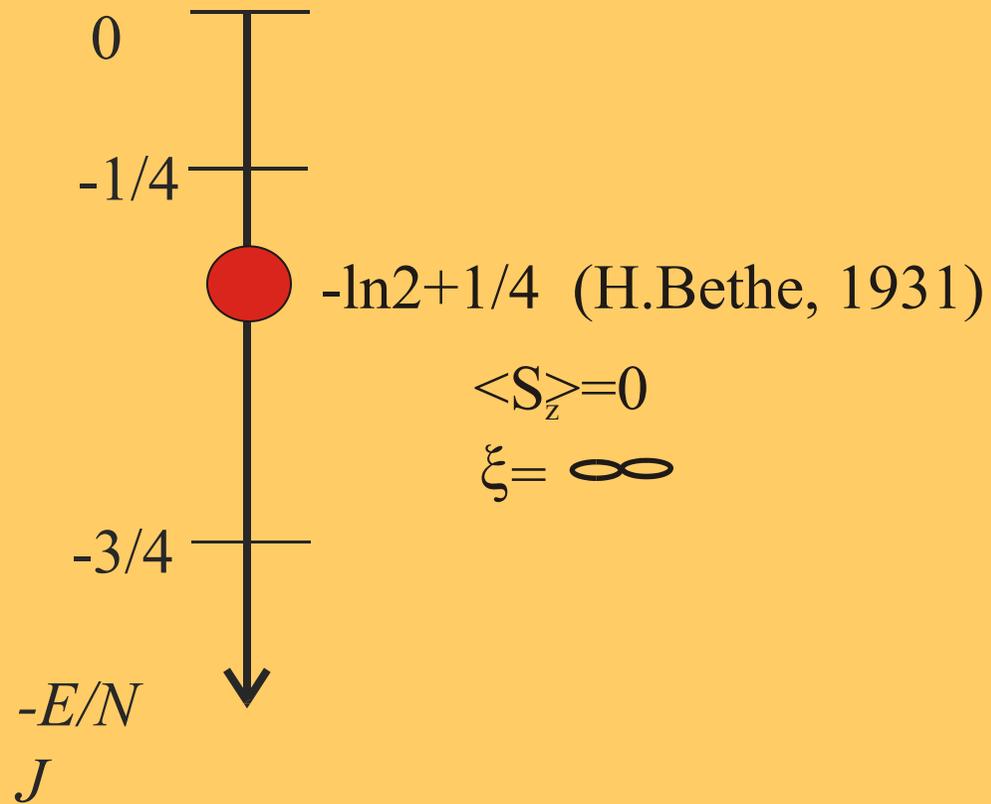


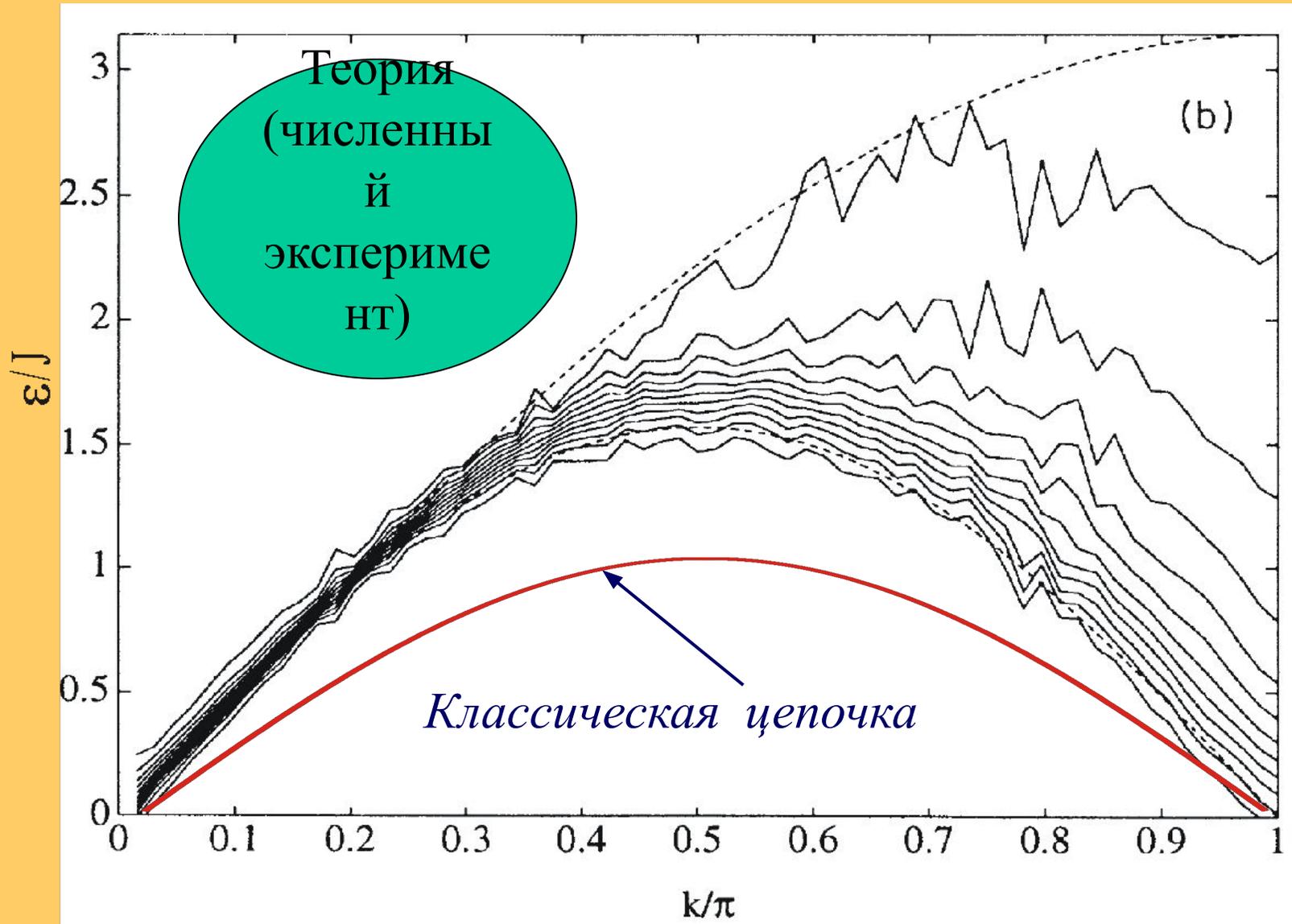
Это – классическое
основное состояние
для $J > 0$



Но оно не является
собственным
для гамильтониана

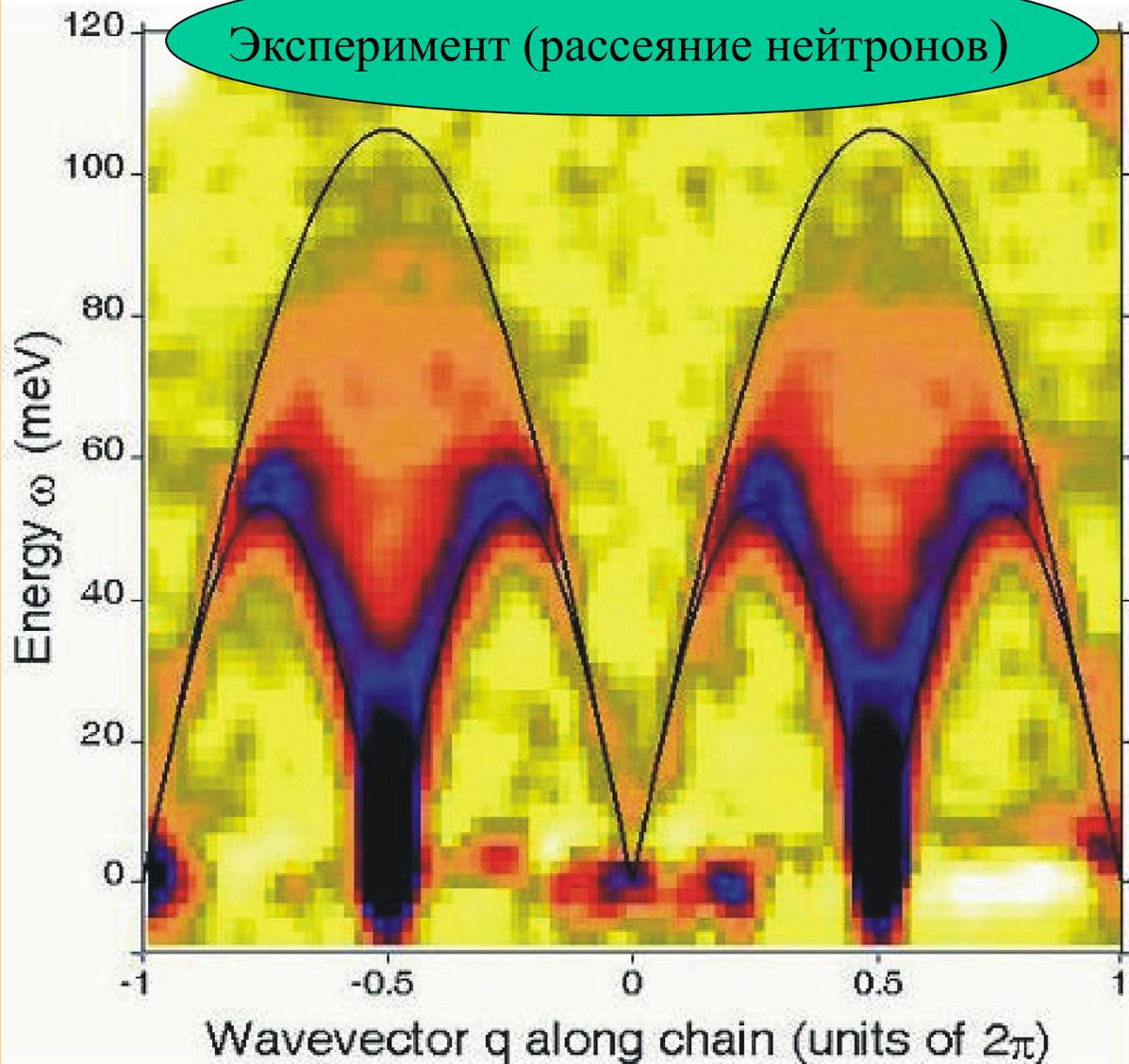
Цепочка спинов $S=1/2$ (анзац Бете)



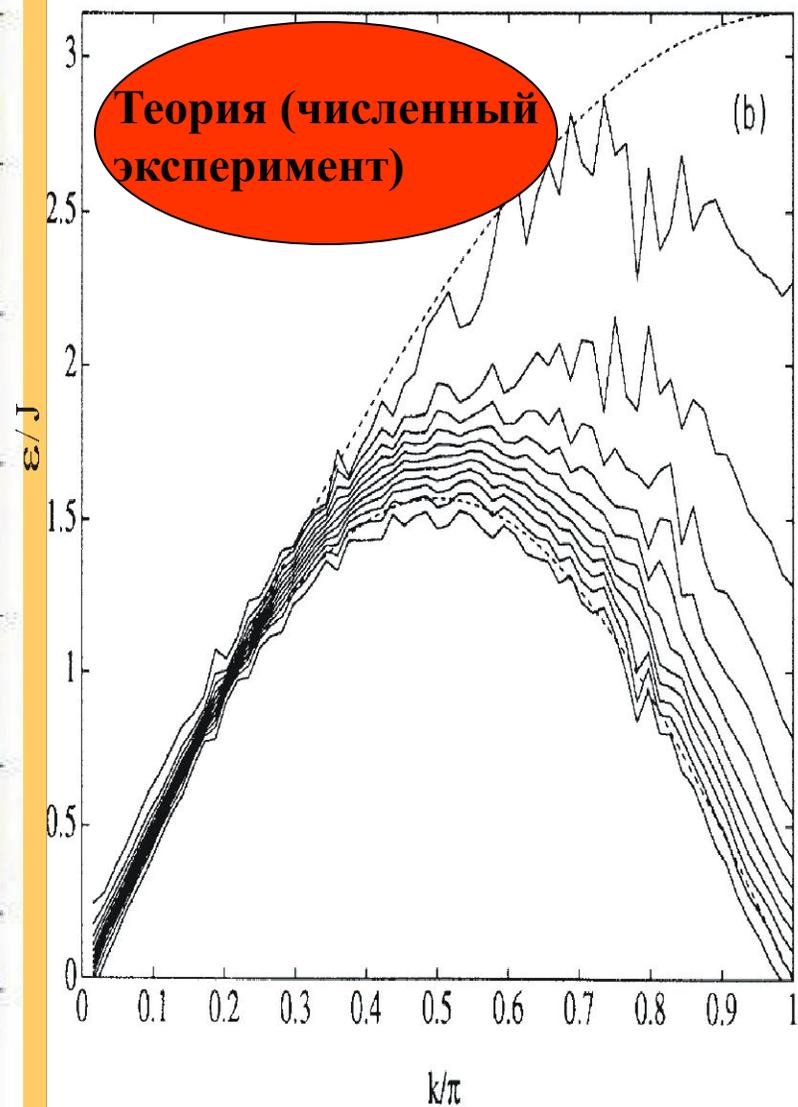


Спектр цепочки спинов $1/2$. С.Мешков 1993

Эксперимент (рассеяние нейтронов)



Теория (численный эксперимент)

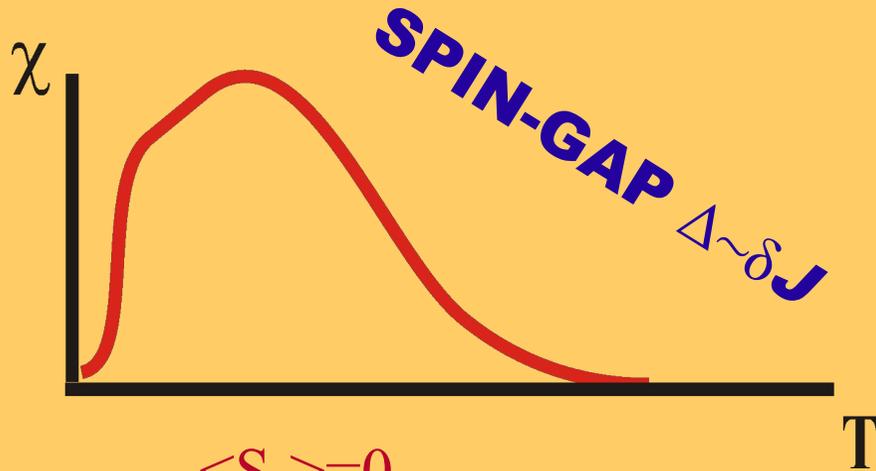
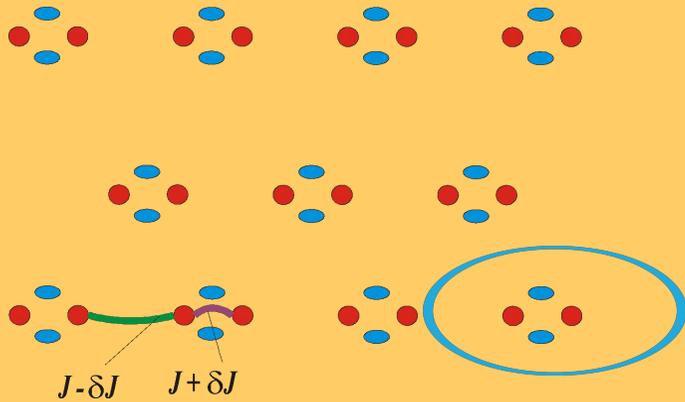


D. Tennant et al 2000

Спин-щелевые АФМ цепочки

Димеризованные цепочки $S=1/2$

*Например, в спин-пайерсовском
магнетике*



$$\langle S_z \rangle = 0$$

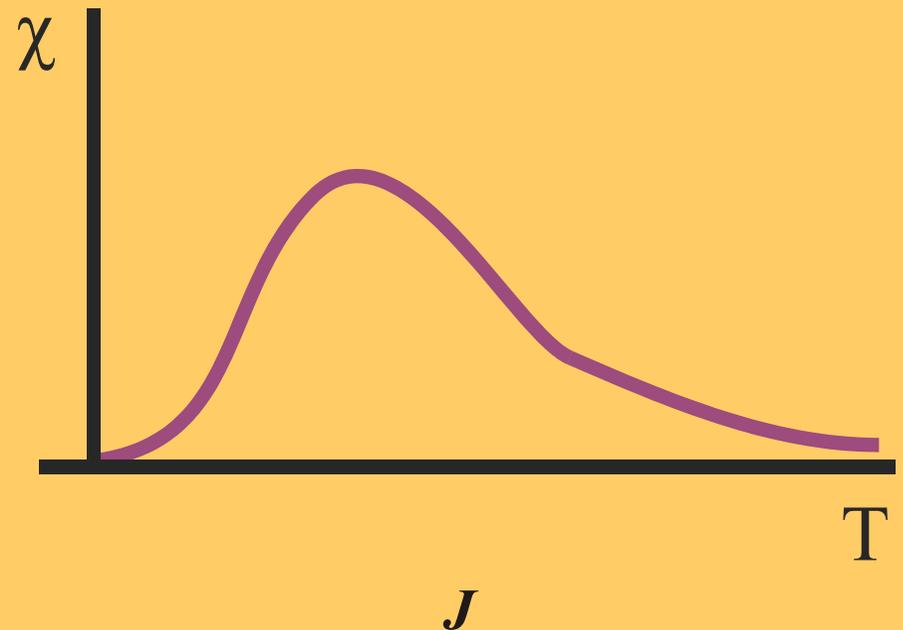
$$\xi = v/\Delta$$

Халдейновские цепочки ($S=1$):

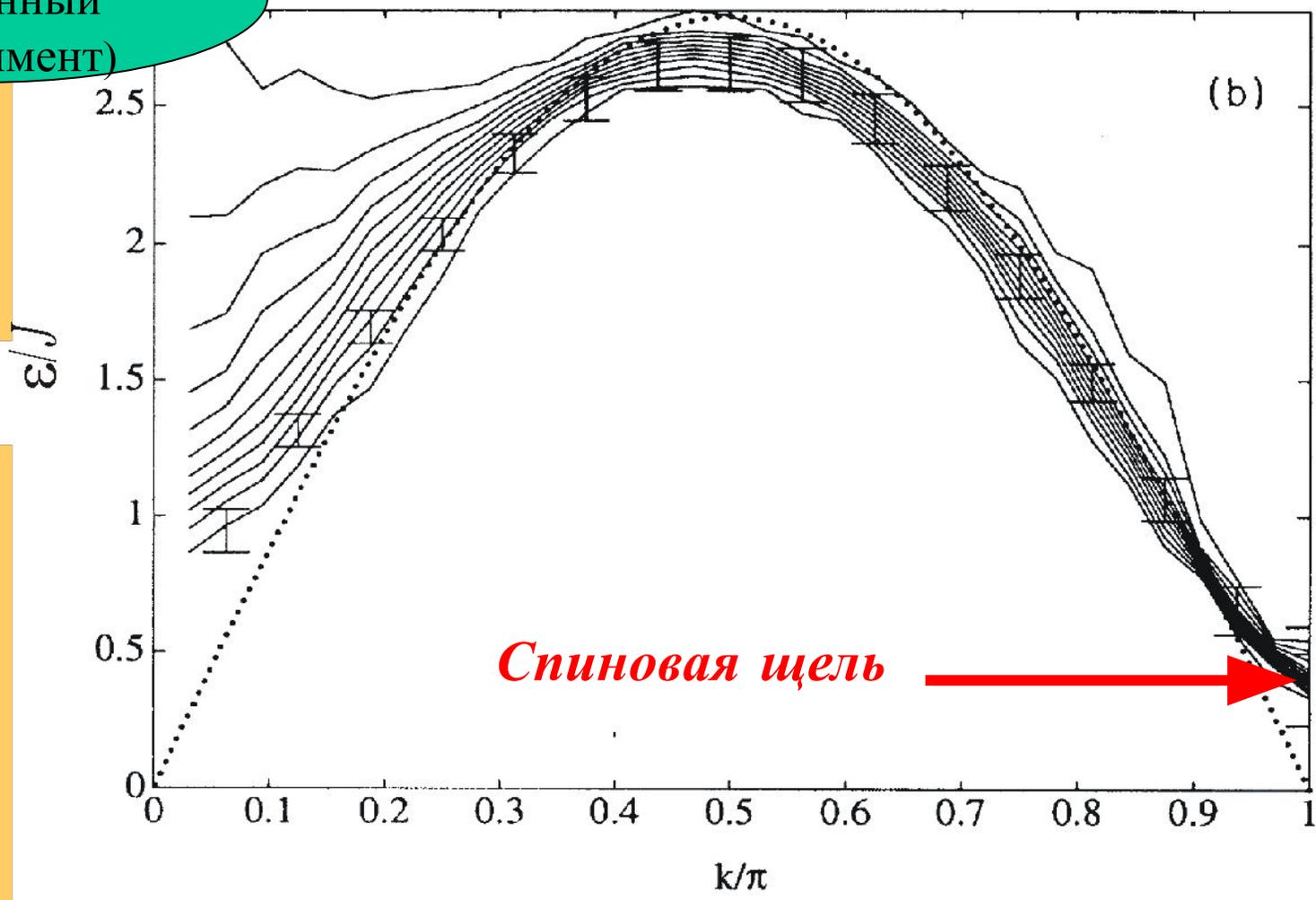
$$|g.s.\rangle =$$

$$\downarrow 0 \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow 0 \uparrow \downarrow \uparrow 0 \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow 0 \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow + \dots$$

$$\langle S \rangle = 0 \quad \xi \sim 7 \quad \text{Spin gap: } 0.41J$$

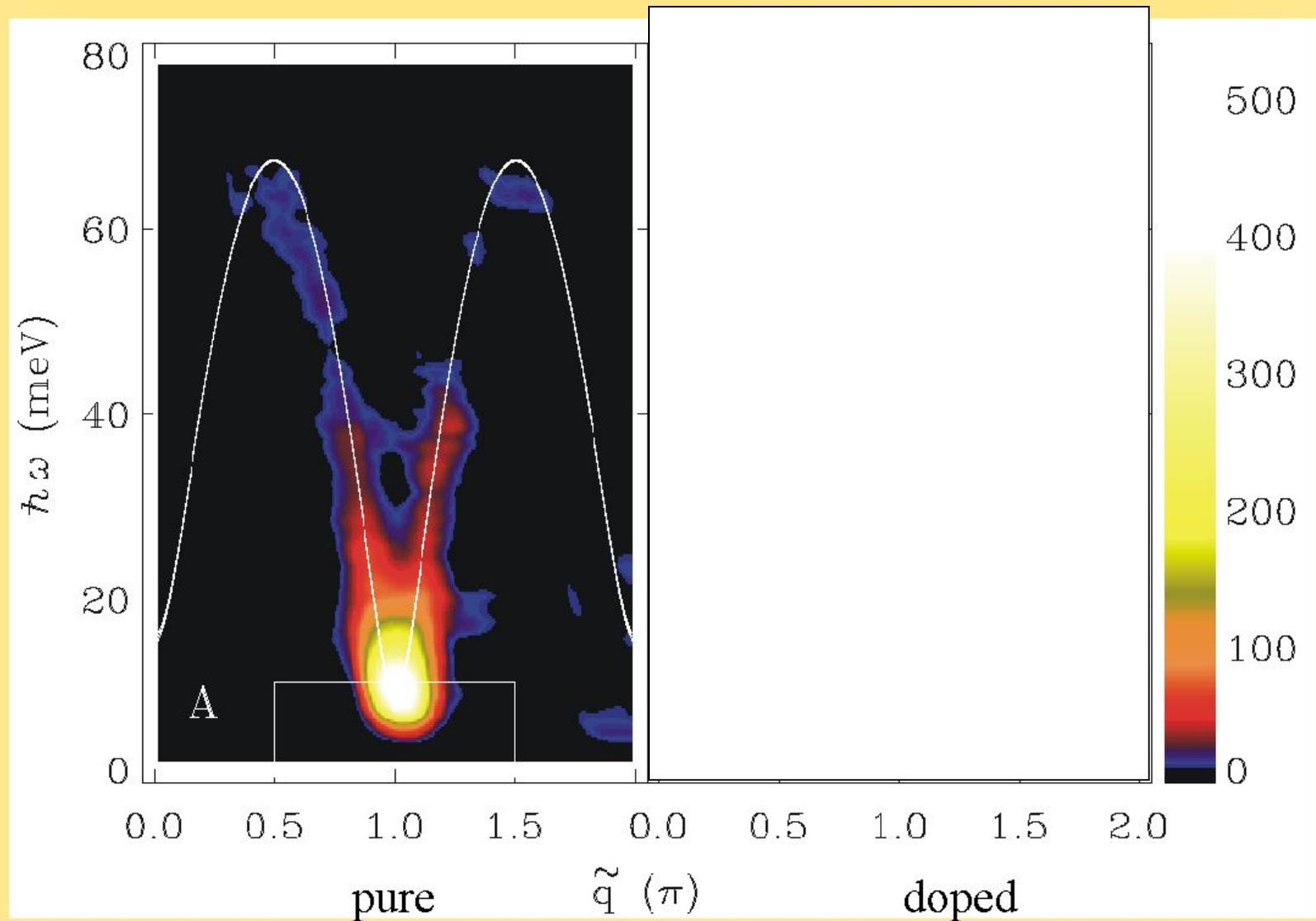


Теория
(численный
эксперимент)



Спектр возбуждений цепочки спинов $S=1$
С.Мешков PRB 1993

Spectrum of spin excitations in the Haldane magnet Y_2BaNiO_5 . Xu *et al* Science 2000

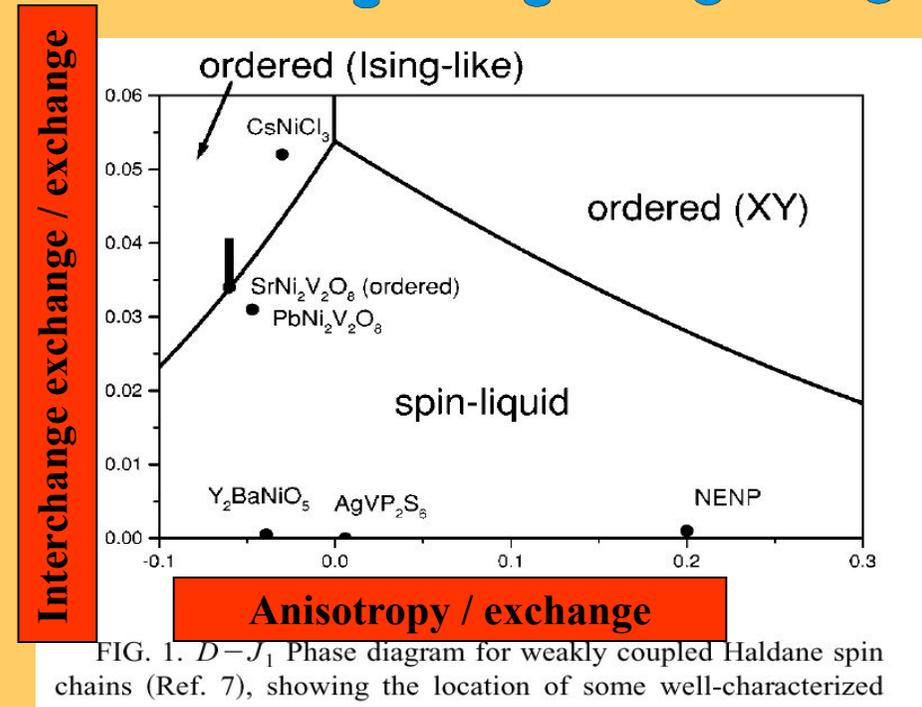
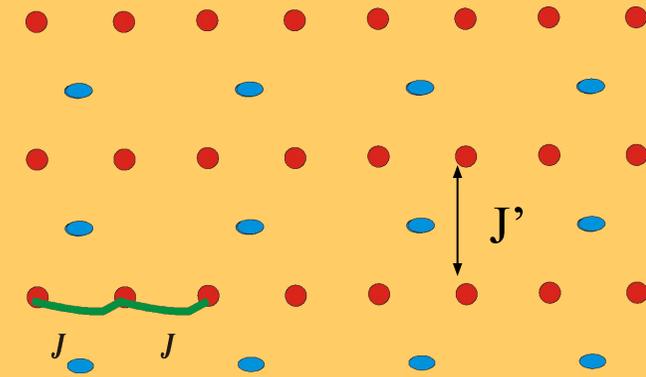


Устойчивость неупорядоченных состояний к возмущениям

1. Однородная цепочка спинов $S=1/2$ неустойчива :

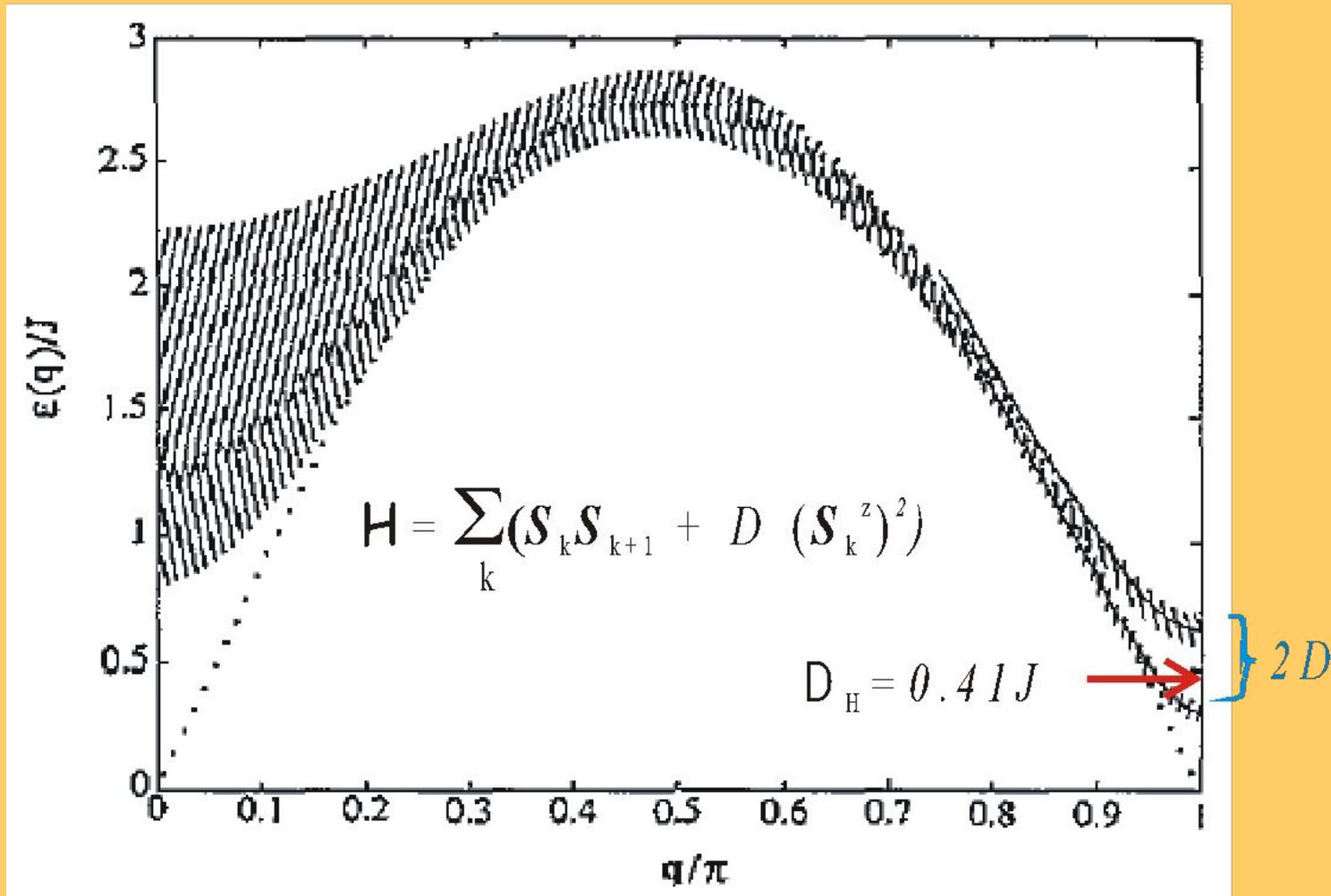
$$T_N \sim (JJ')^{1/2}$$

2. Спин-щелевые системы устойчивы, пока возмущение мало: $J', D < \Delta$.



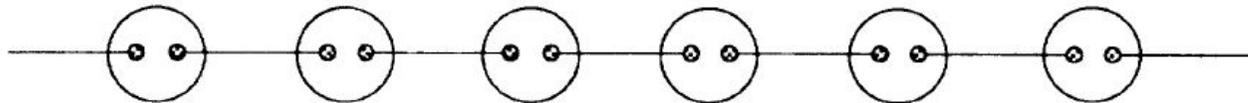
Sakai and Takahashi diagram
from Zheludev et al PRB 2000

Spin-1 chain with Dzyaloshinskii-Moriya interaction



Степени свободы с $S=1/2$ на концах цепочек спинов $S=1$

(a)



(b)

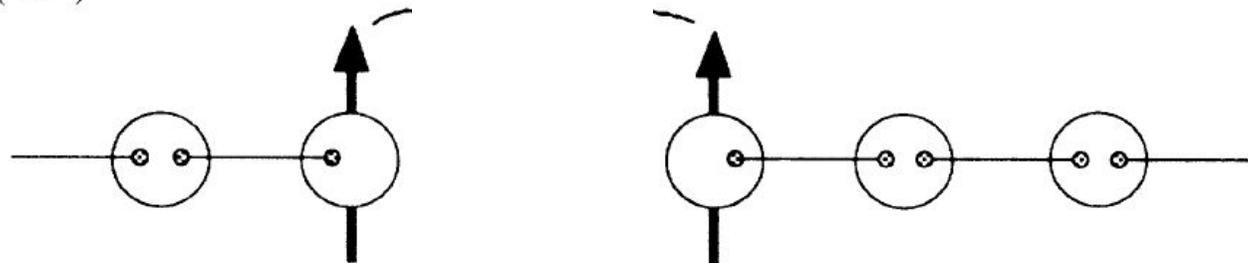


FIG. 1. (a) Diagrammatic representation for the valence-bond-solid ground state of an $S=1$ linear-chain Heisenberg antiferromagnet. The larger circles show the atomic sites and the smaller ones the $S = \frac{1}{2}$ states. The lines represent the valence bonds. (b) A host atom is substituted by an impurity, resulting in spin- $\frac{1}{2}$ states at host sites neighboring the impurity. The arrows show the spin moment.

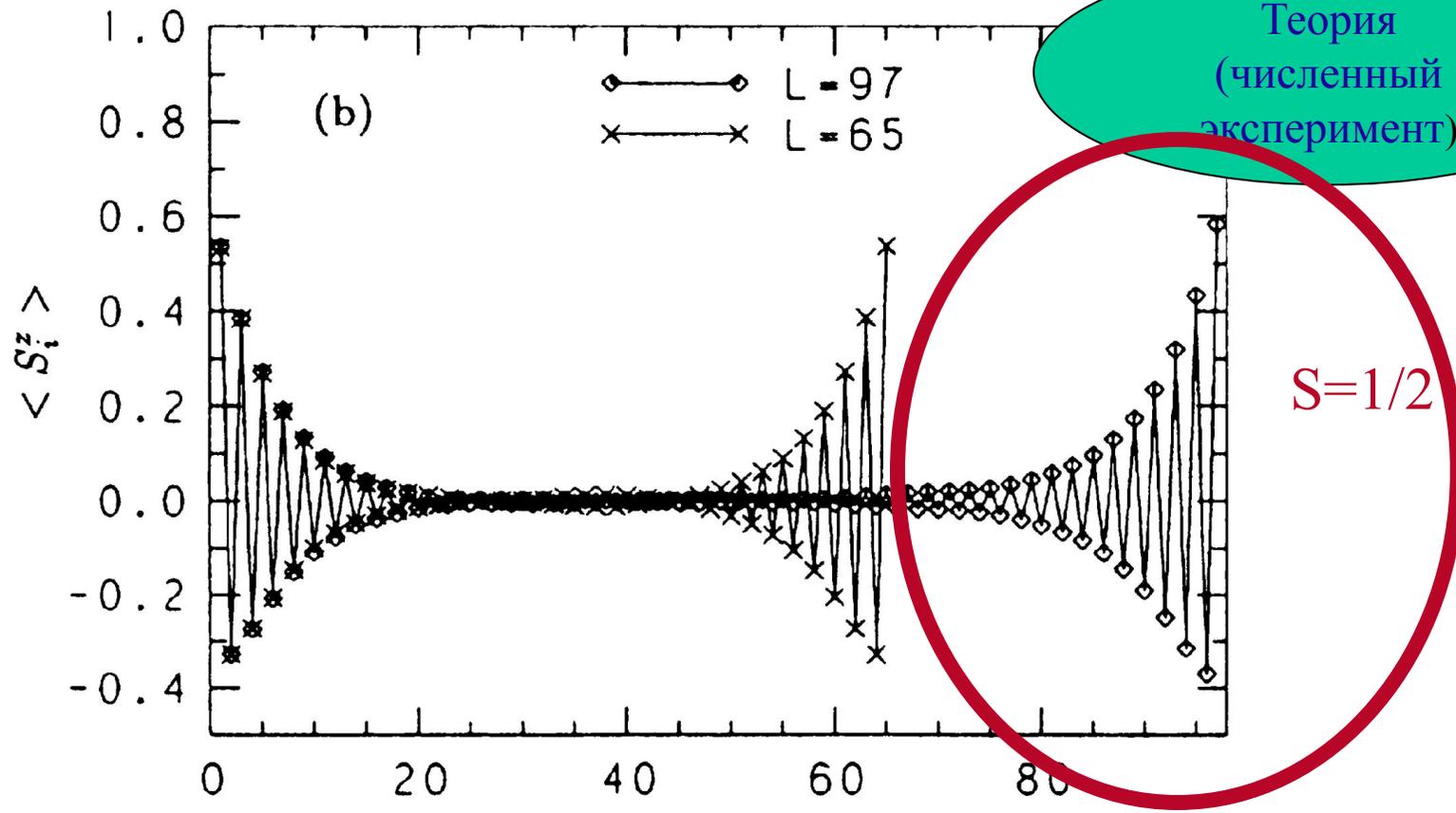
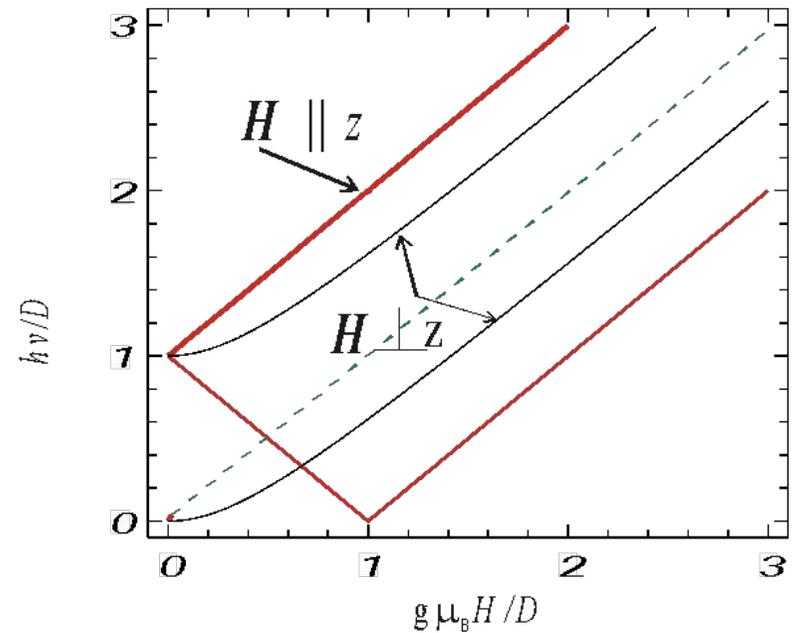
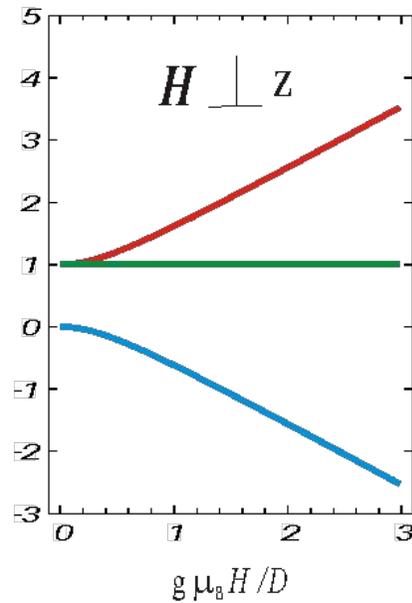
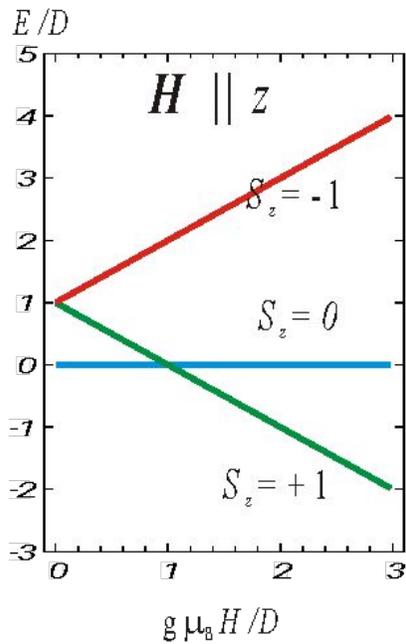


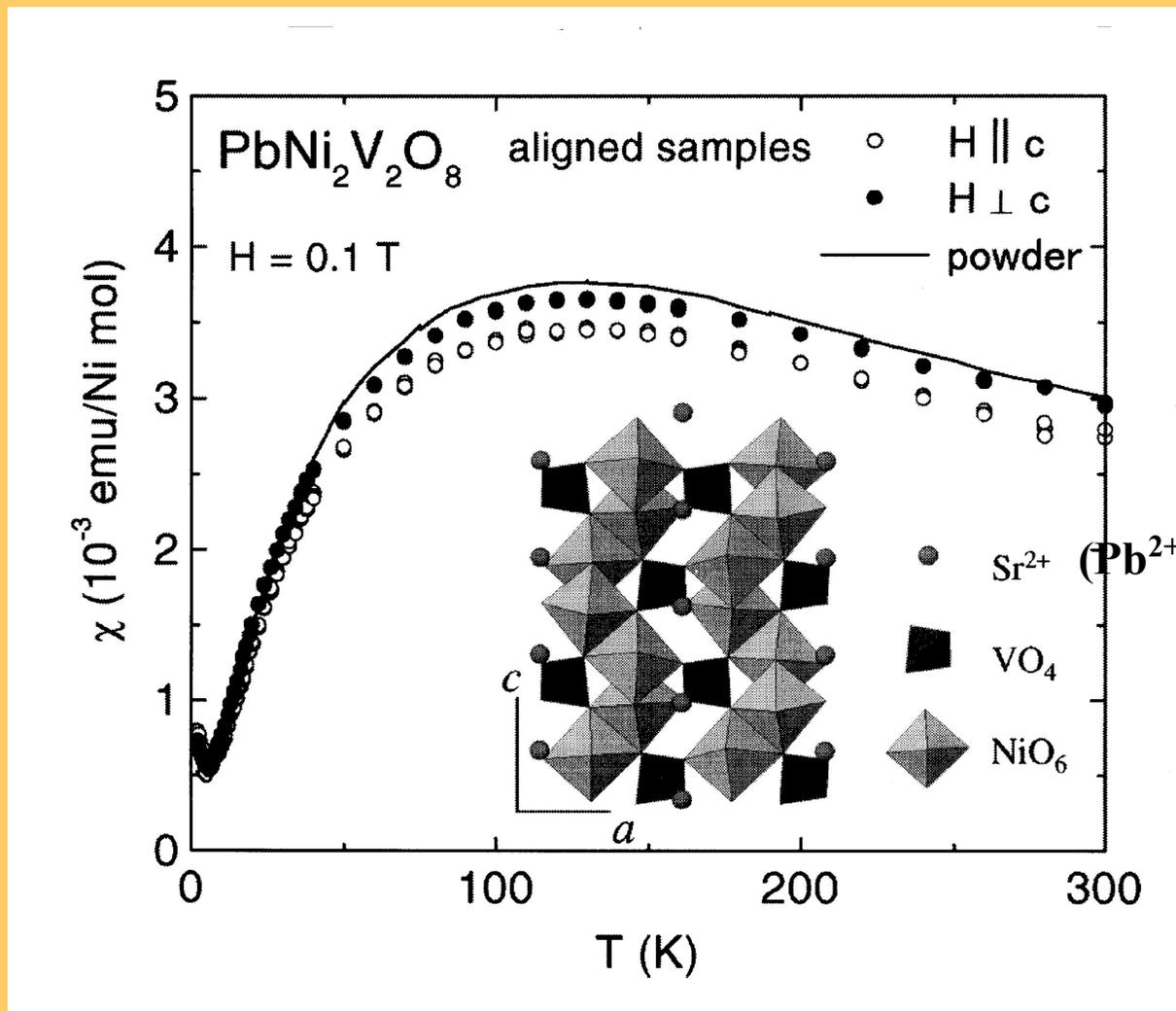
FIG. 2. (a) The staggered magnetic moments $\langle S_i^z \rangle$ in chains with free boundaries at both ends in the cases of $L = 13, 25,$ and 33 . (b) The staggered magnetic moments $\langle S_i^z \rangle$ in chains with free boundaries at both ends in the cases of $L = 65$ and 97 .

Spin sublevels and transition frequencies for spin $S=1$
in an axial crystal field

$$H = D (S^z)^2 + g \mu_B H S$$

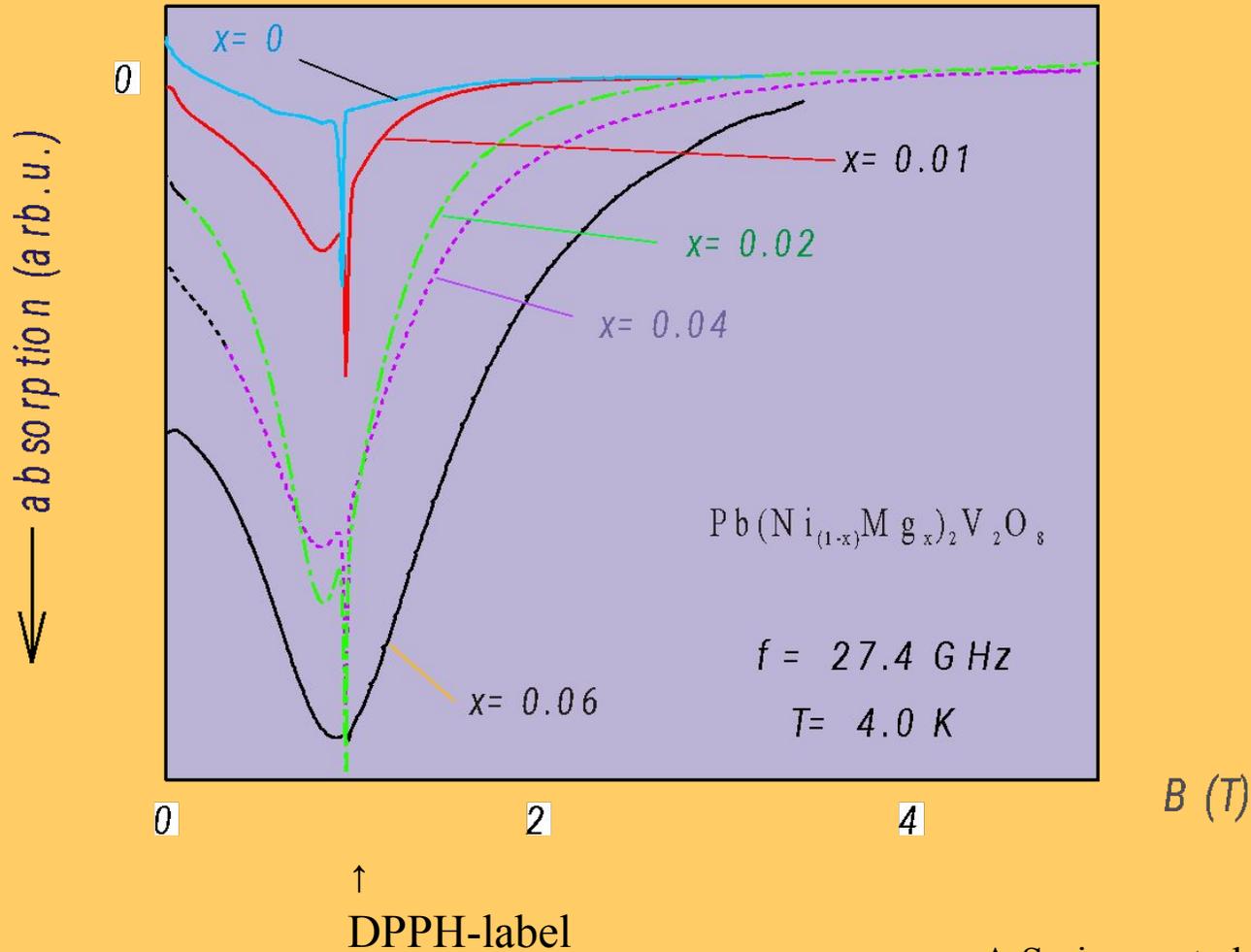


Structure and susceptibility of a Haldane magnet

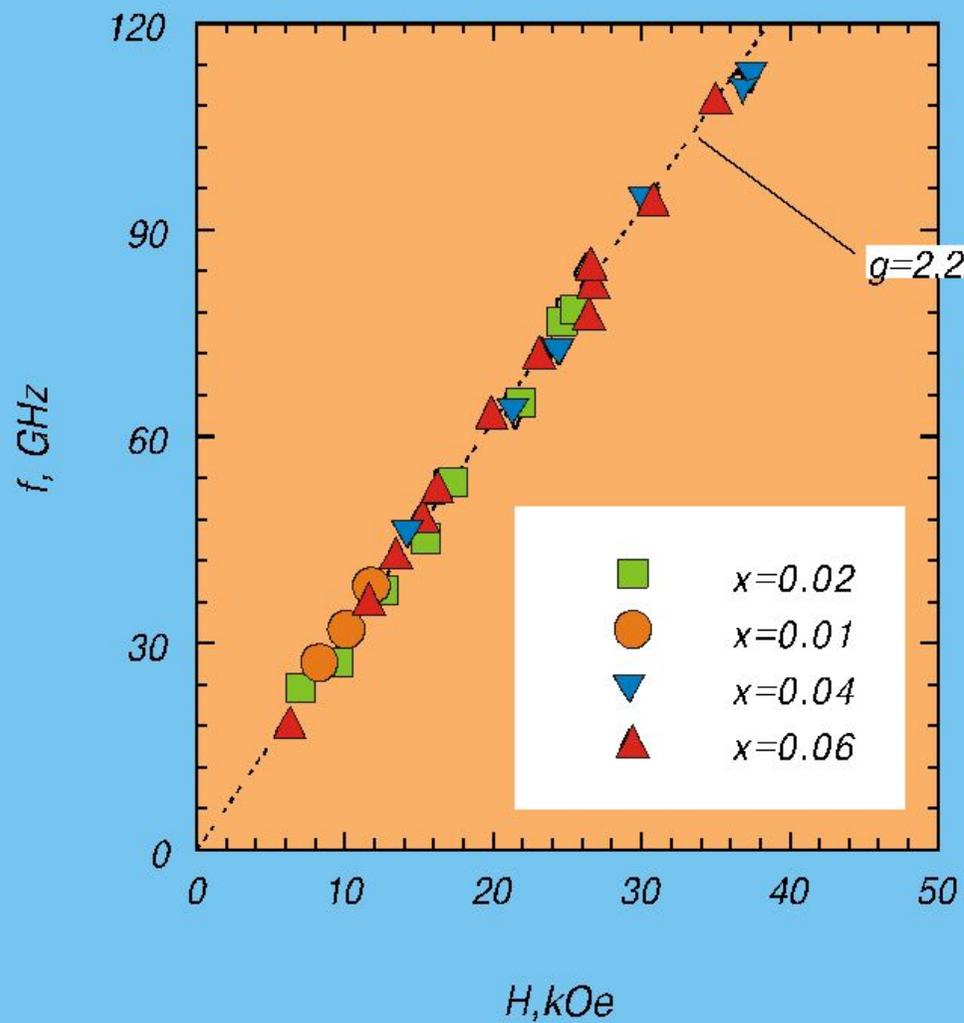


Uchiyama et al PRL 1999

ESR intensity provided by diamagnetic dilution in the Haldane magnet

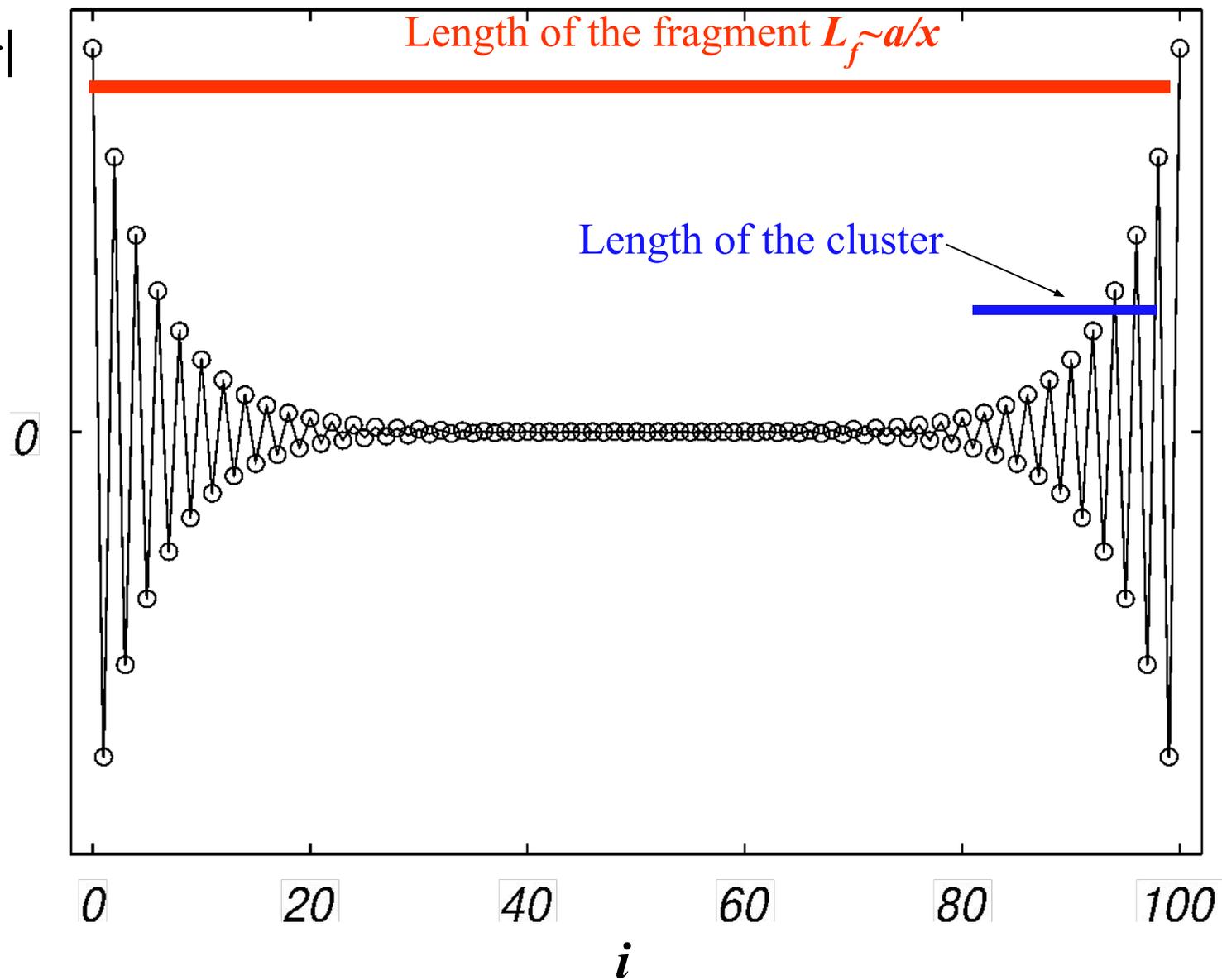


$Pb(Ni_{1-x}Mg_x)_2V_2O_8$ $T=4$ K

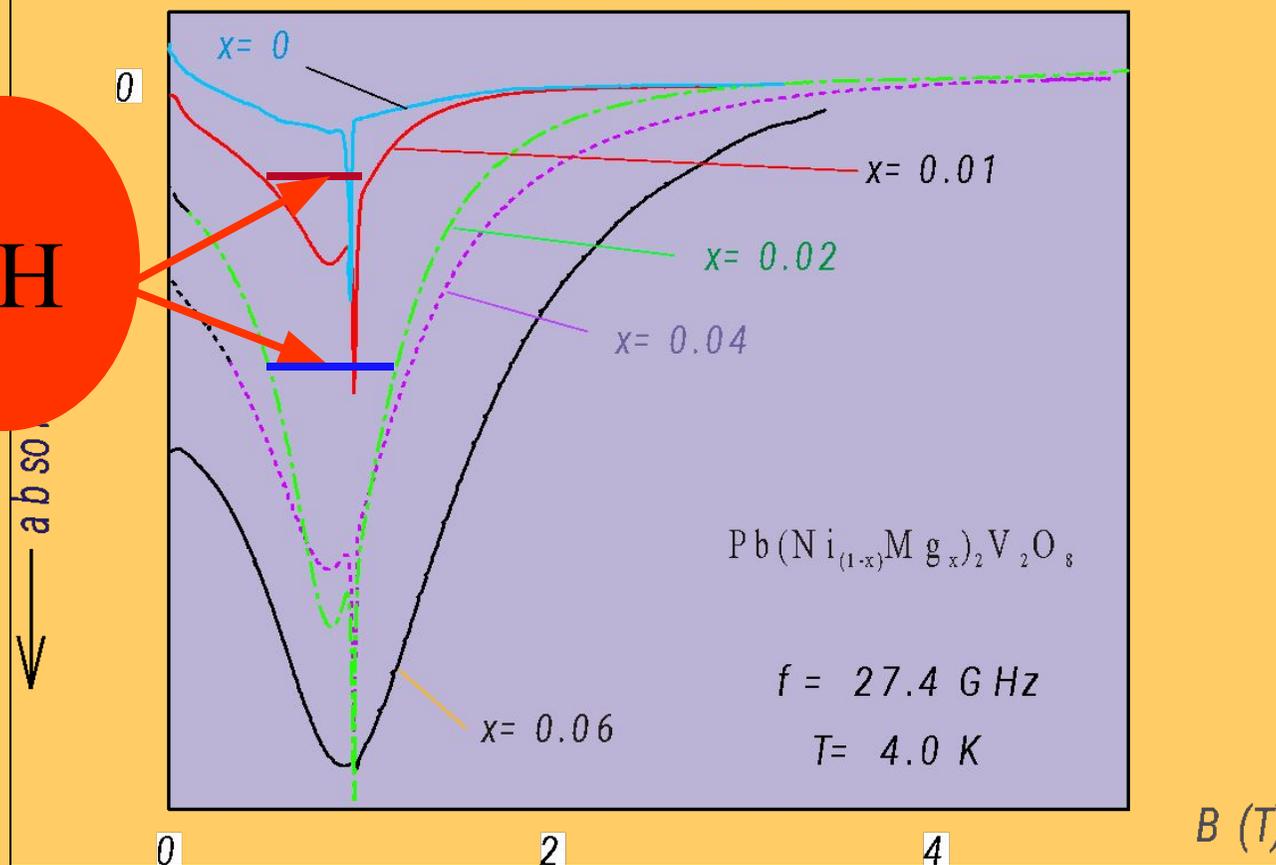


$S_{\text{eff}} = 1/2$

$$|\langle S_z^i \rangle|$$



ESR intensity provided by diamagnetic dilution in the Haldane magnet

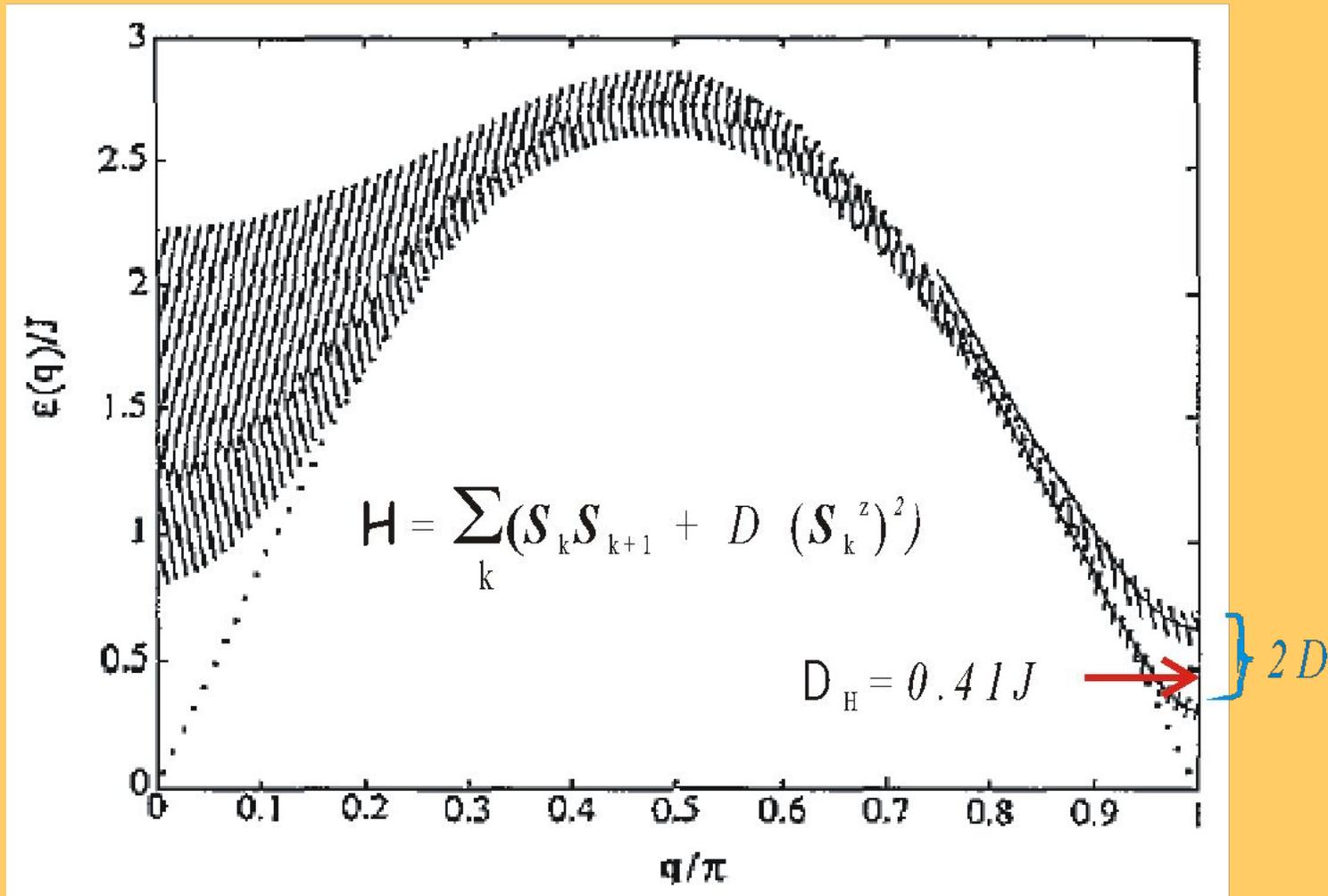


Increase of the linewidth with concentration indicates contacts of clusters

At the average chain fragment length of $50a$ ($x=2\%$) about a half of fragments are shorter than $20a$
HENCE:

$$L_{cl} \sim 10a$$

Spin-1 chain with Dzyaloshinskii-Moriya interaction



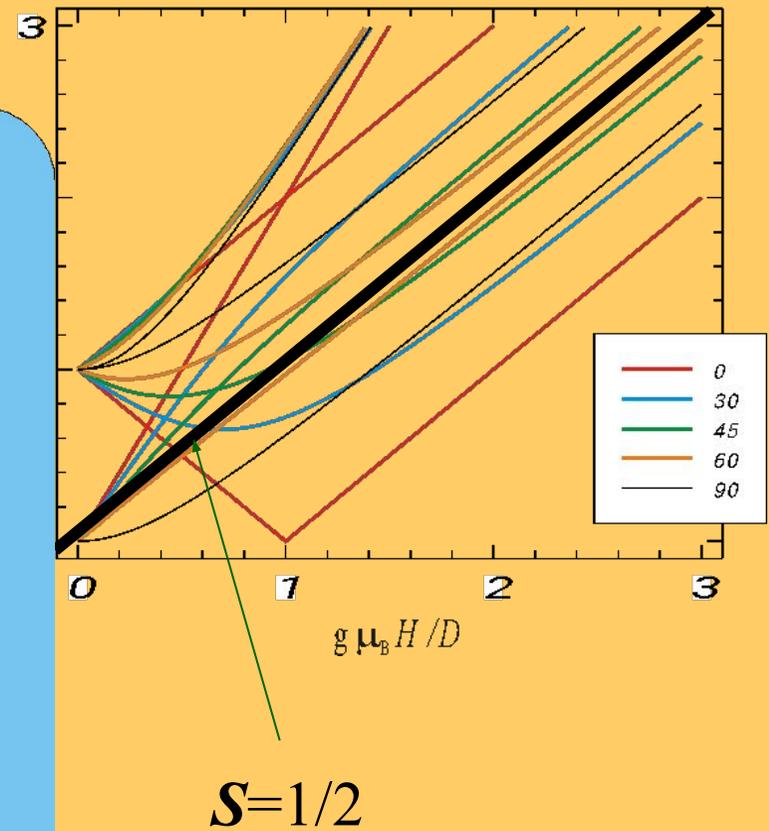
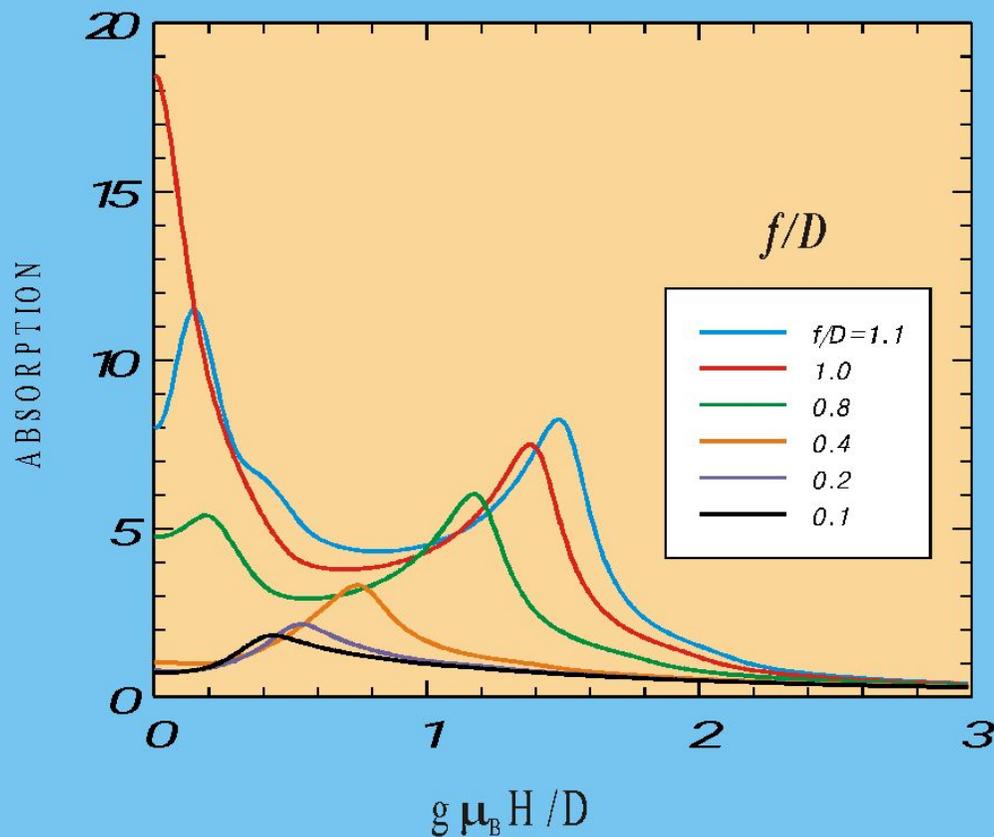
Spin $S=1$ in a crystal field

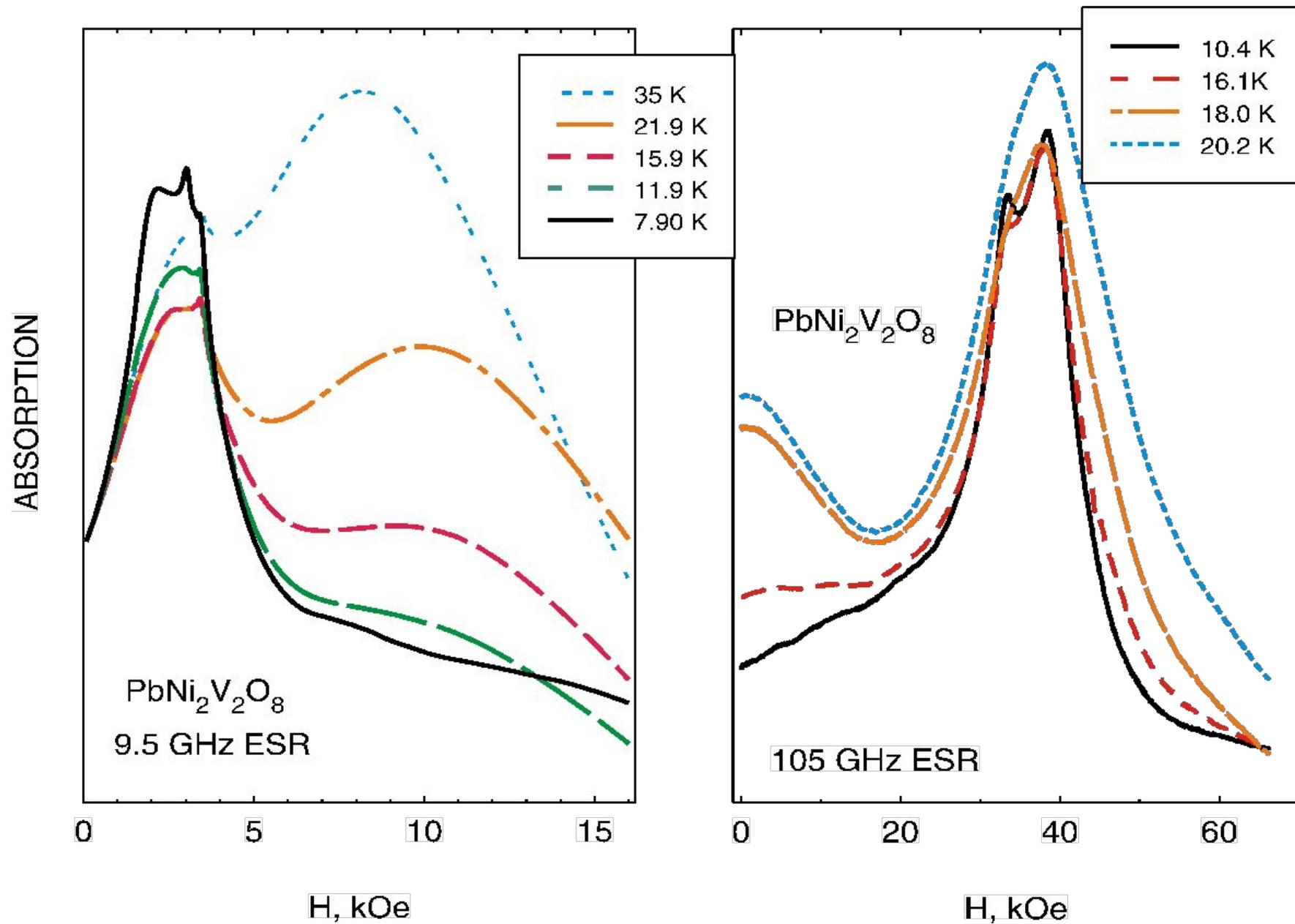
$$H = D (S^z)^2 + g \mu_B H S$$

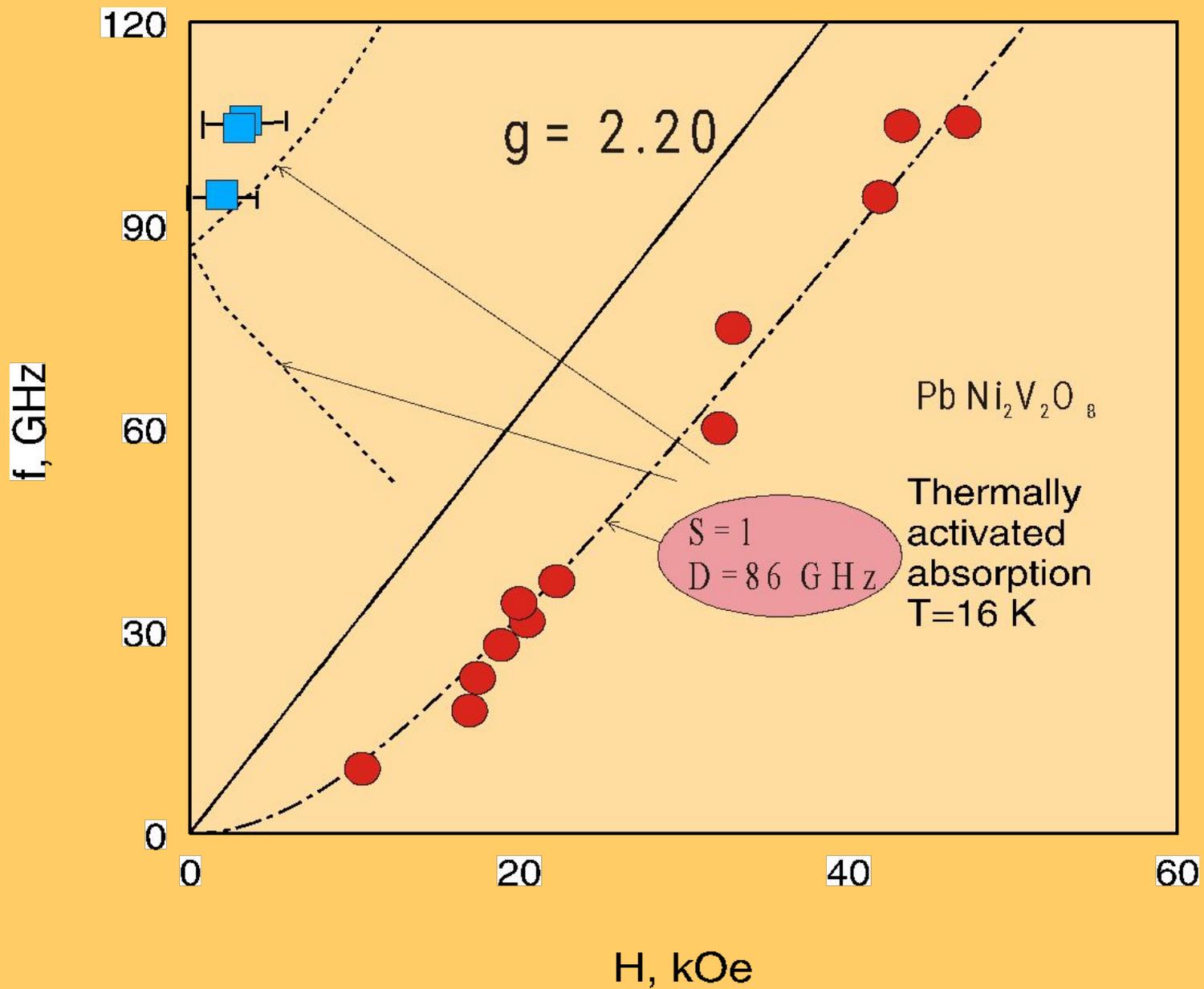
E/D



ESR in $S=1$ powder, linewidth $\Delta=0.1D$, $T=2D$







$\langle S_z \rangle$

0

0

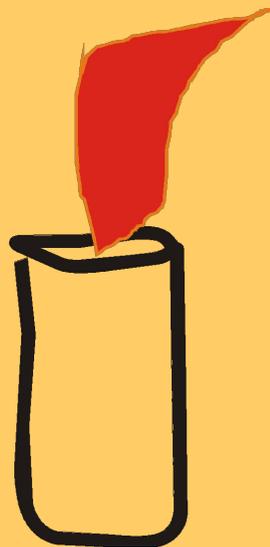
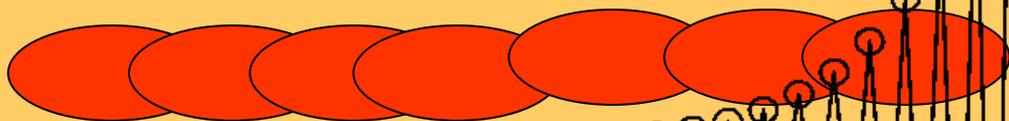
20

40

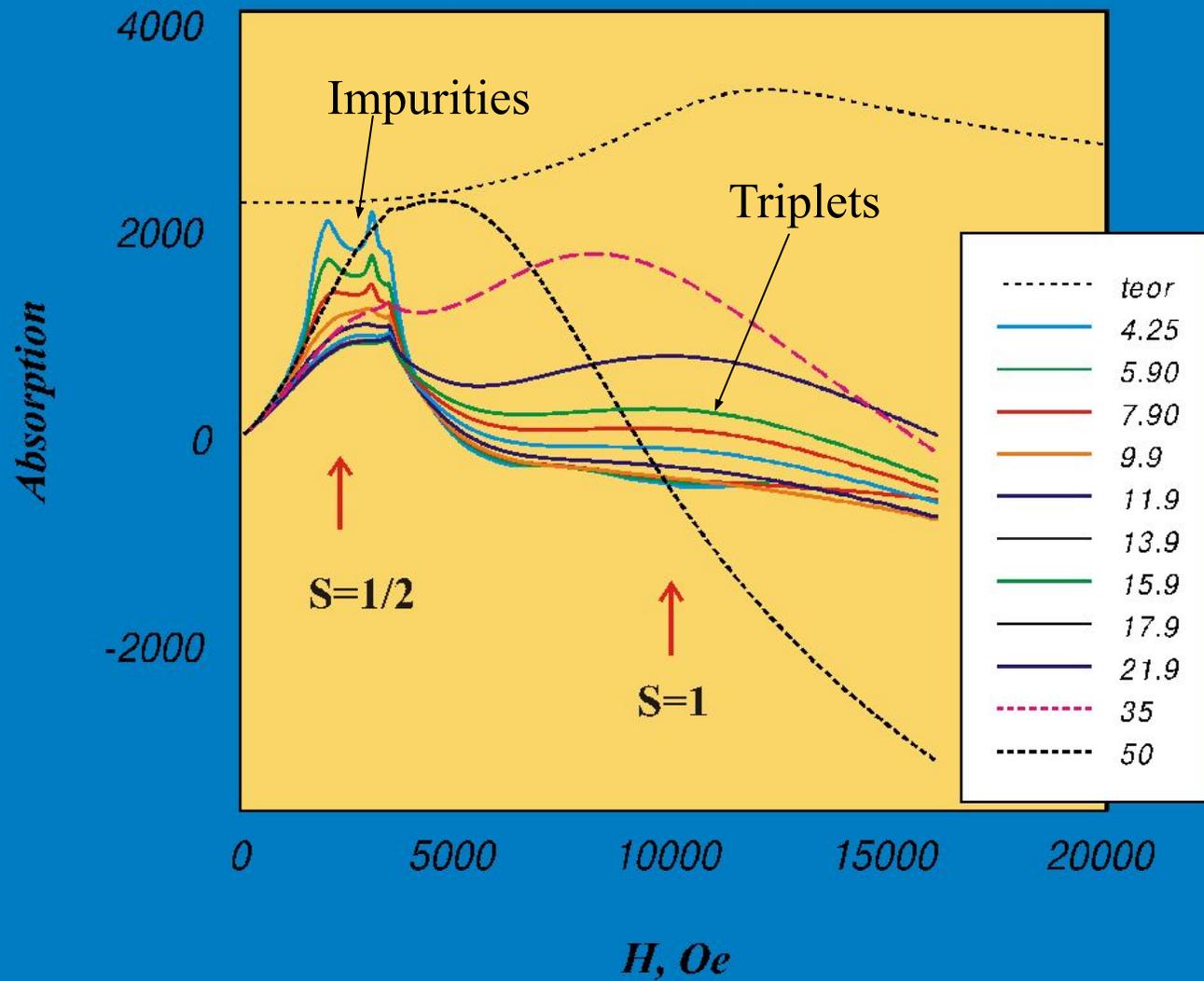
60

80

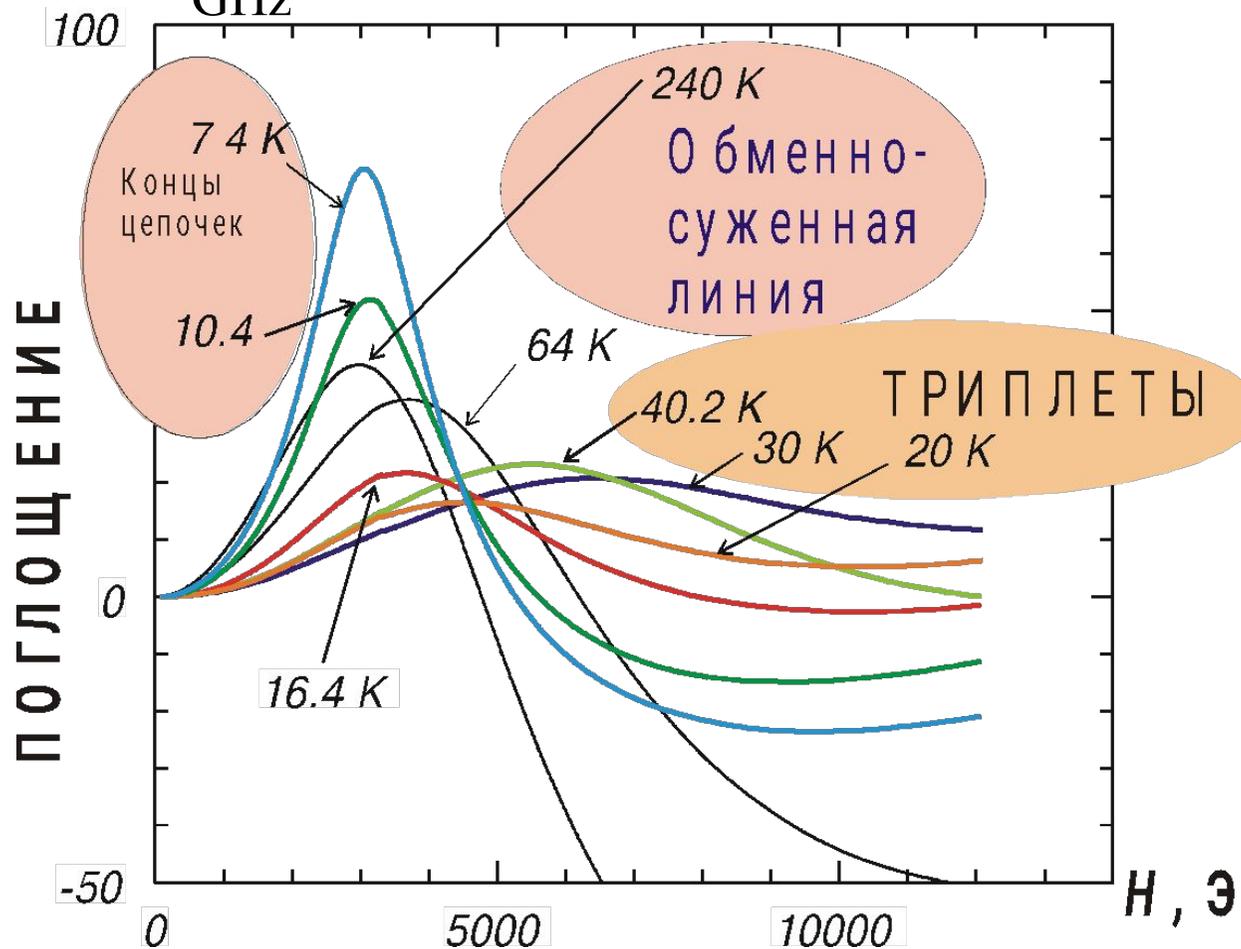
100

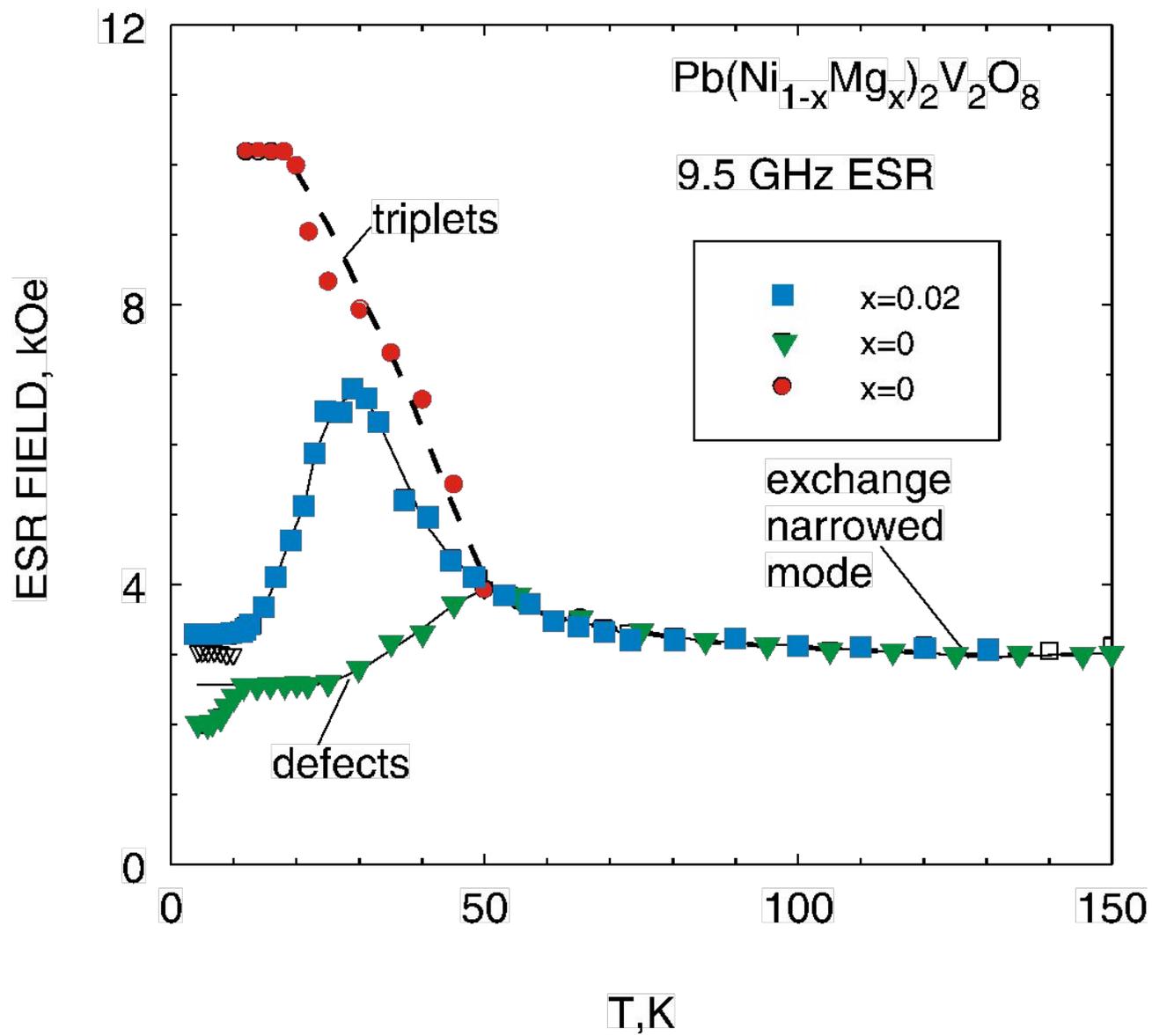


PbNi₂V₂O₈ nominally pure : 9.5 GHz ESR



$\text{Pb}(\text{Ni}_{0.96}\text{Cu}_{0.04})_2\text{V}_2\text{O}_8, 9.5$
GHz





Наблюдаемые сигналы магнитного резонанса

ЭСР эффективных спинов $S=1/2$.

ЭСР эффективных спинов $S=1$ термически активированных триплетов.

Коллективная мода триплетных возбуждений и эффективных спинов $S=1/2$ на концах фрагментов спиговых цепочек. Коллективная конфигурация с эффективным спином $S=1/2$ выживает при столкновениях с триплетами.

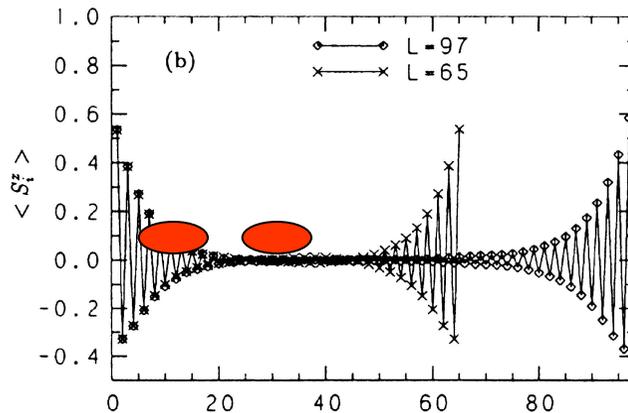


FIG. 2. (a) The staggered magnetic moments $\langle S_i^z \rangle$ in chains with free boundaries at both ends in the cases of $L = 13, 25,$ and 33 . (b) The staggered magnetic moments $\langle S_i^z \rangle$ in chains with free boundaries at both ends in the cases of $L = 65$ and 97 .

3D dimer net in monoclinic TlCuCl_3

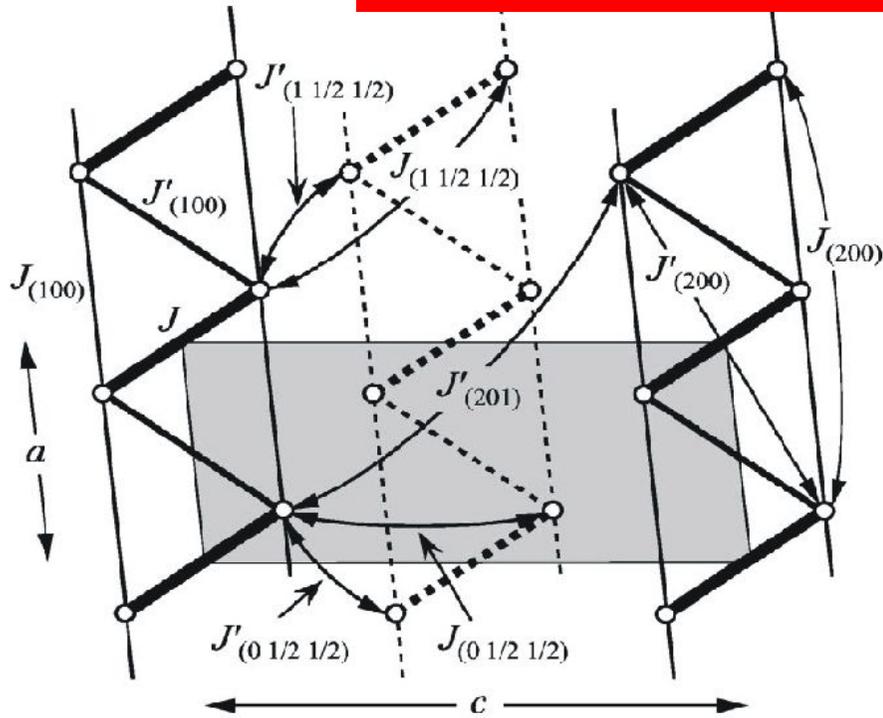
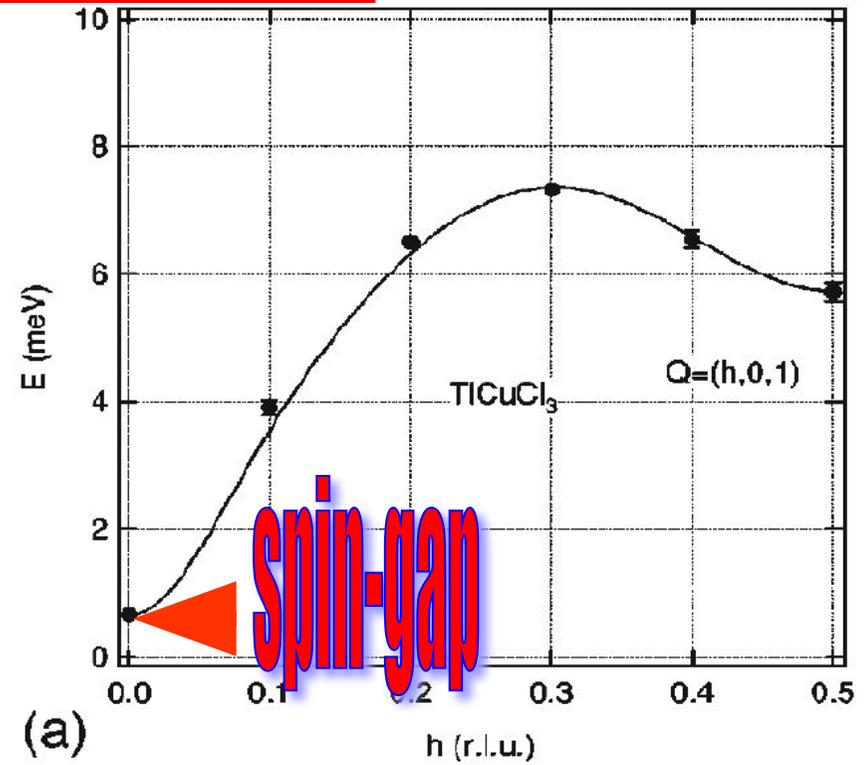


FIG. 1. Projection of Cu^{2+} ions with spin- $\frac{1}{2}$ on the a - c plane.



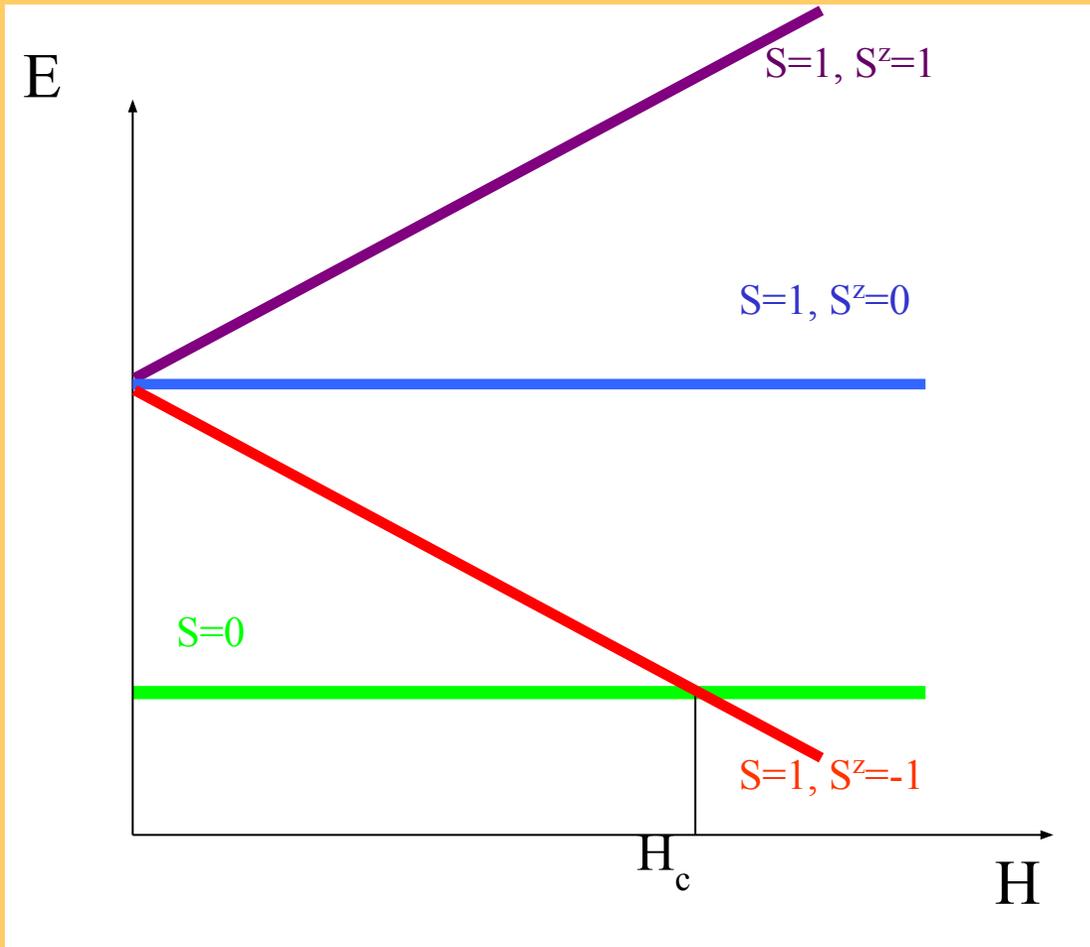
(a)

These excitations are also triplets: $S=1$

Magnetic excitations in the spin-gap system TlCuCl_3
 PHYS. REV. B **65**, 094426 (2002) A. Oosawa et al.

Как все-таки перевести квантовую спиновую жидкость в упорядоченное состояние?

Способ 2: закрыть спиновую щель сильным магнитным полем



Bose-Einstein Condensation of Dilute Magnons in TlCuCl_3

T. Nikuni,* M. Oshikawa, A. Oosawa, and H. Tanaka

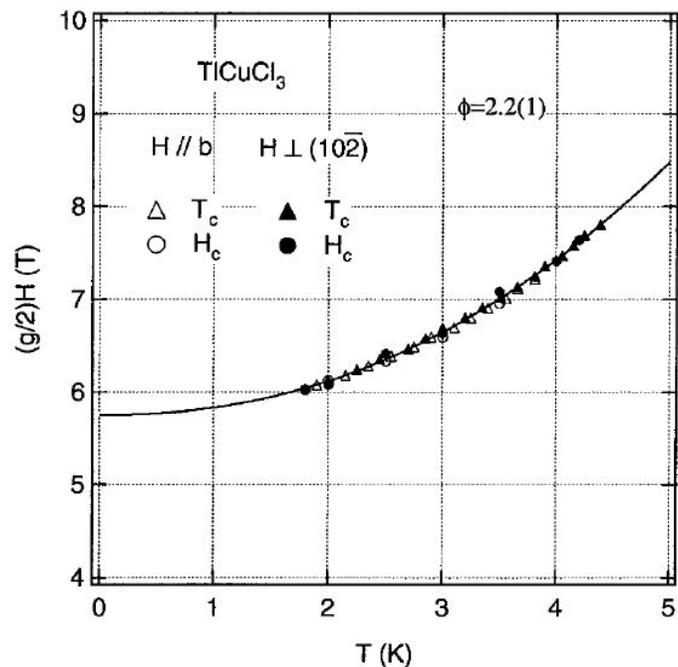


FIG. 1. The phase diagram in TlCuCl_3 . The solid line denotes the fitting with the formula $(g/2)[H_c(T) - H_c(0)] \propto T^\phi$ with $(g/2)H_c(0) = 5.61$ T and $\phi = 2.2$.

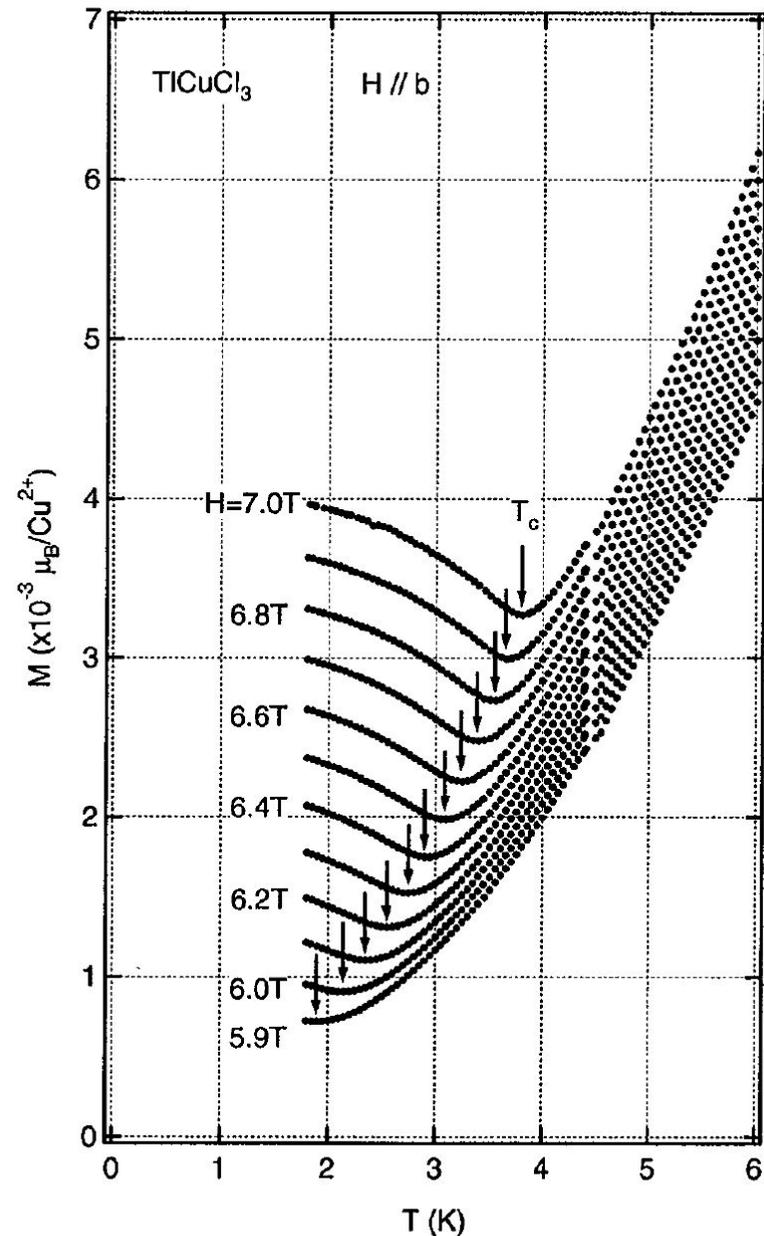
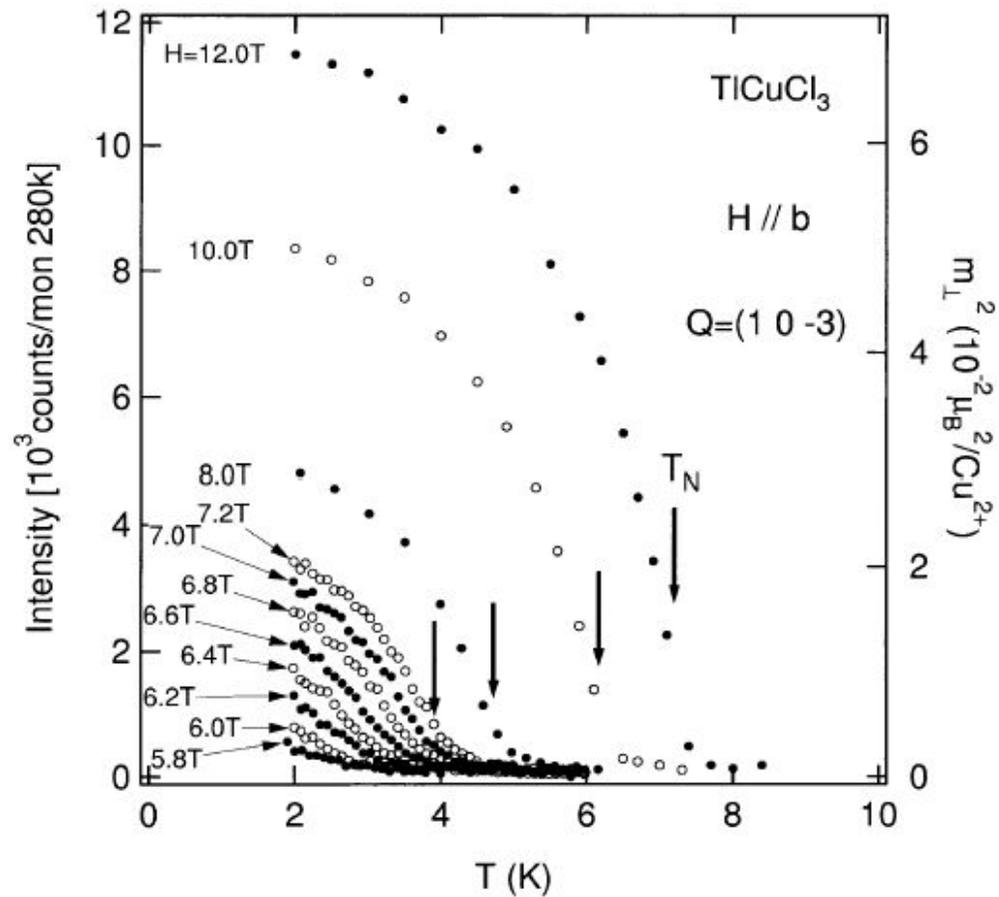
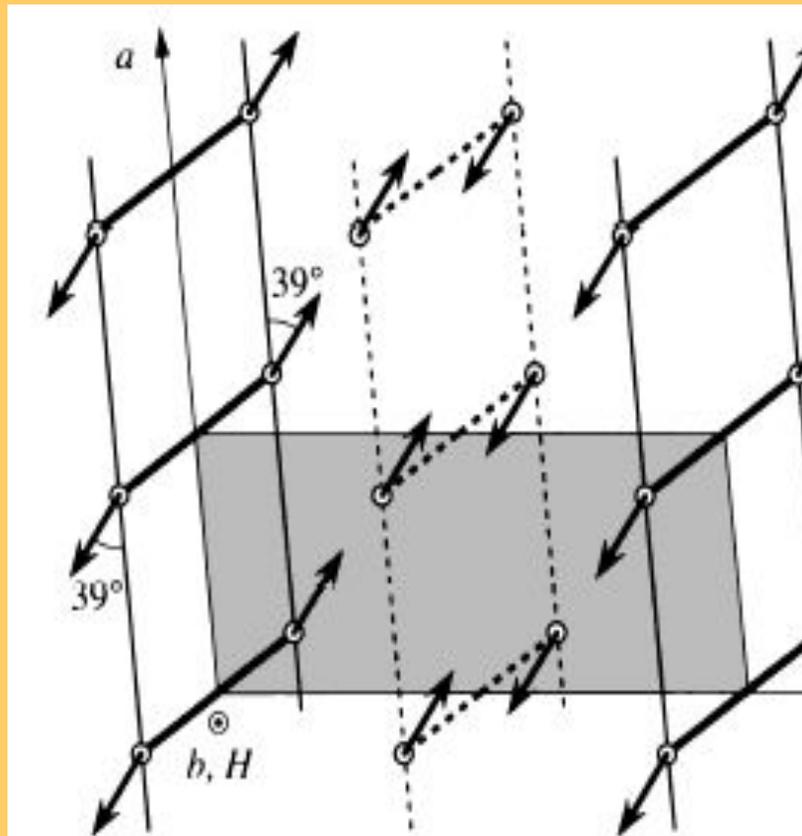
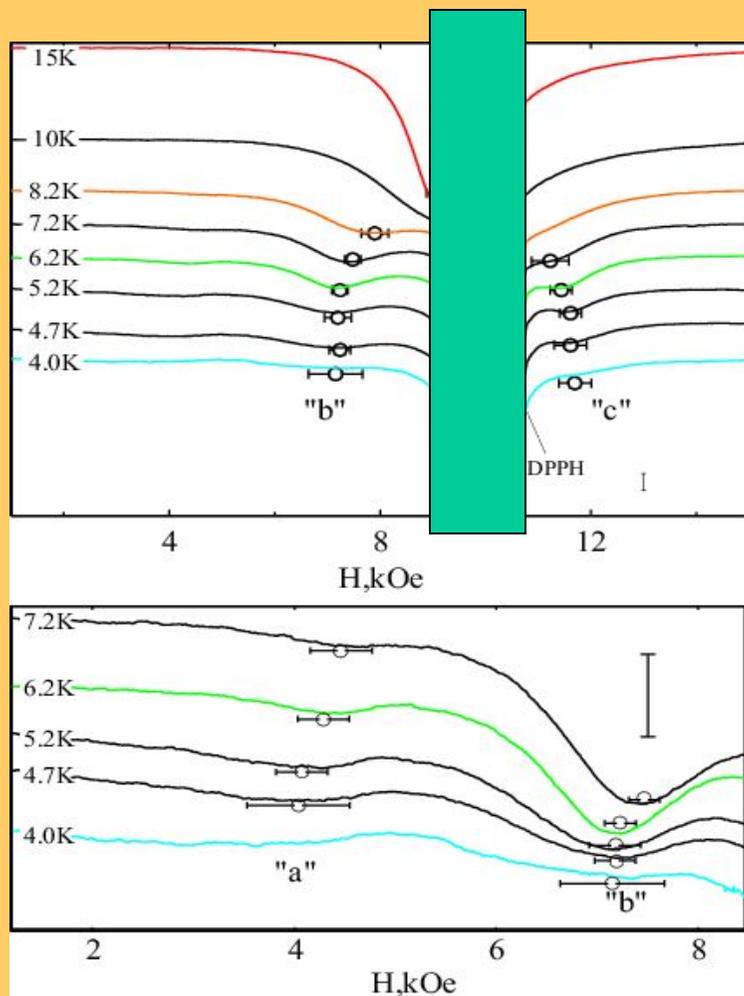


FIG. 2. The low-temperature magnetizations of TlCuCl_3 for various magnetic fields H (5.9 T to 7.0 T) and temperatures T (0 K to 6 K). The magnetization M is shown in units of $10^{-3} \mu_B/\text{Cu}^{2+}$. The critical temperature T_c is indicated by arrows for each field.

Индукированный магнитным полем (!???) антиферромагнитный порядок в TlCuCl_3



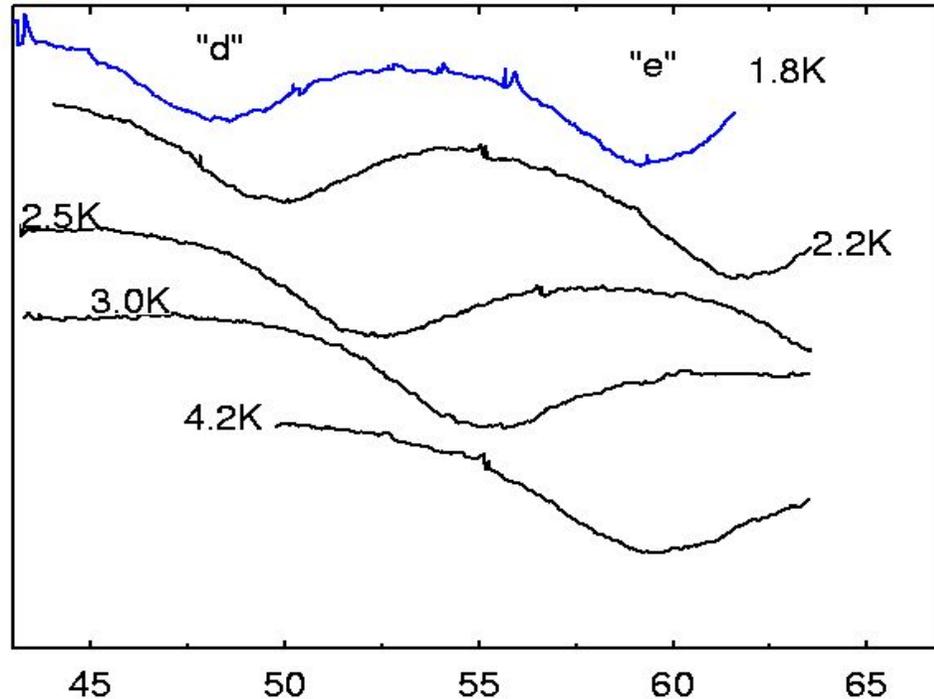
Димерная сетка спинов $S=1/2$ в кристалле TiCuCl_3 : температурная зависимость спинового резонансного поглощения



Термически активированный сигнал магнитного резонанса, соответствующий изолированным спином $S=1$ в кристаллическом поле: разреженный газ триплетных возбуждений в синглетной матрице из спинов $S=1/2$.

$H \parallel [10-2]$, $f=30.05\text{ГГц}$

$TlCuCl_3$: ЭПР при различных температурах в больших полях.

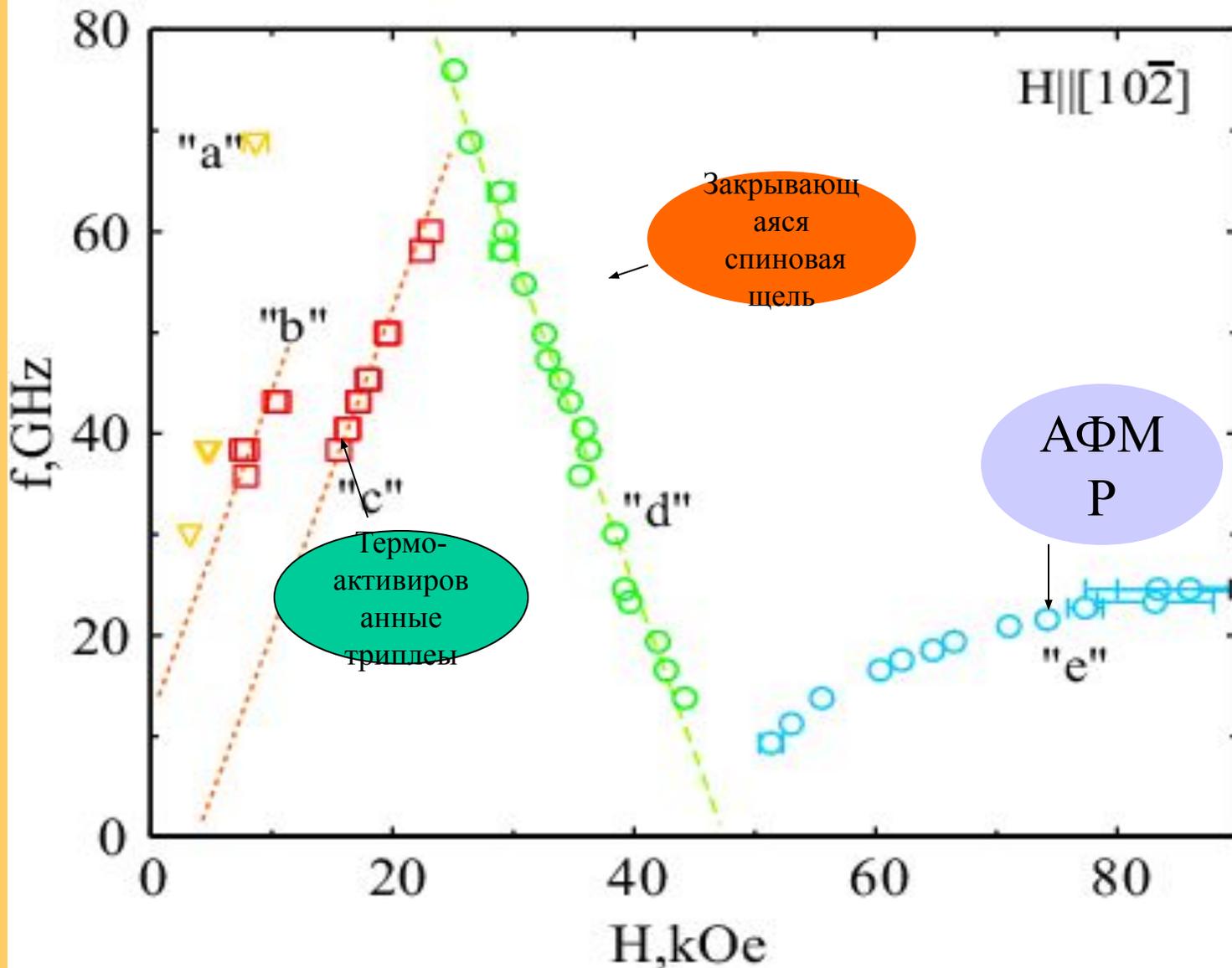


$H \parallel b$, $f=26$ ГГц

В больших полях
наблюдается две
компоненты:
“d” при $H < H_c$
“e” при $H > H_c$

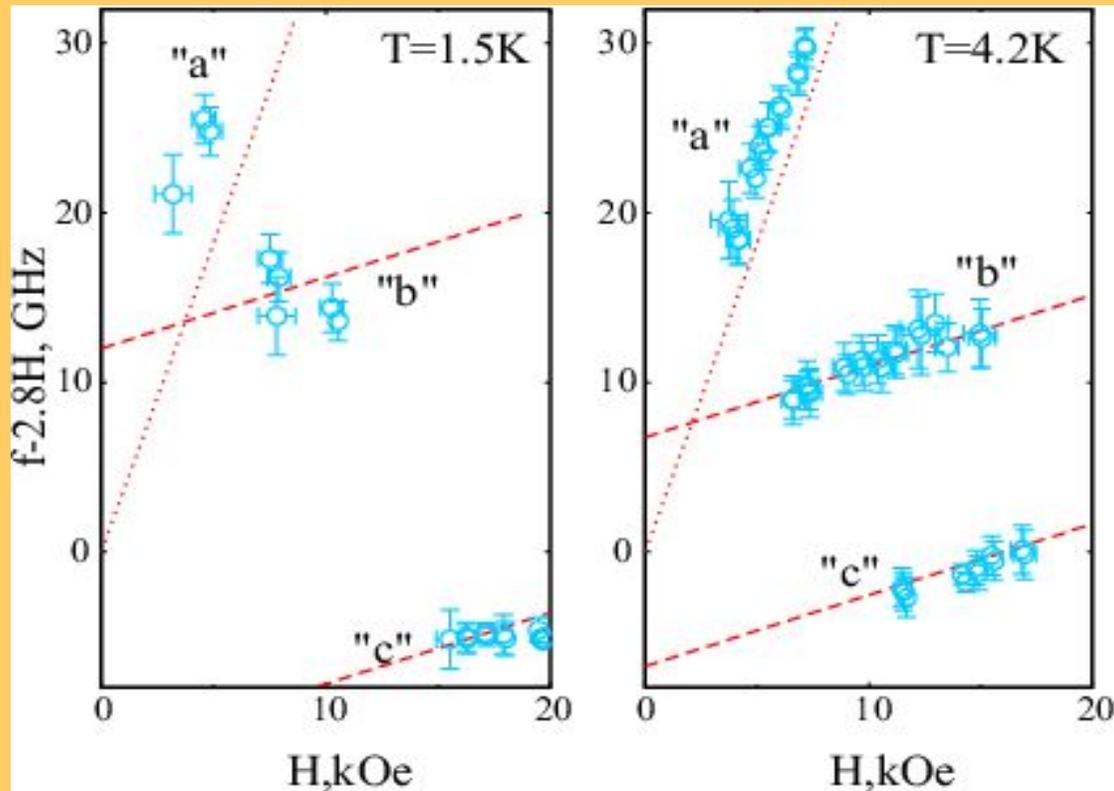
При повышении
температуры обе
компоненты смещаются
в область больших
полей.

TlCuCl₃ : ESR



- "a", "b", "c" - переходы между расщепленными кристаллическим полем подуровнями $S=1$
- "d" - переход между $S=0$ и $S^z=-1$
- "e" - АФМР

TCuCl₃: магнитный резонанс термоактивированных триплетов



H||[10-2]

$$S_{\text{eff}} = 1 \text{ !!!!!}$$

$$H = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + g\mu_B \mathbf{S}H$$

$$D, E \ll g\mu_B H$$

$$f_a = 2 g\mu_B H$$

$$f_{b,c} = g\mu_B H \pm A$$

$$D = 8.0 \pm 0.7 \text{ ГГц}$$

$$E = 5.8 \pm 0.6 \text{ ГГц}$$

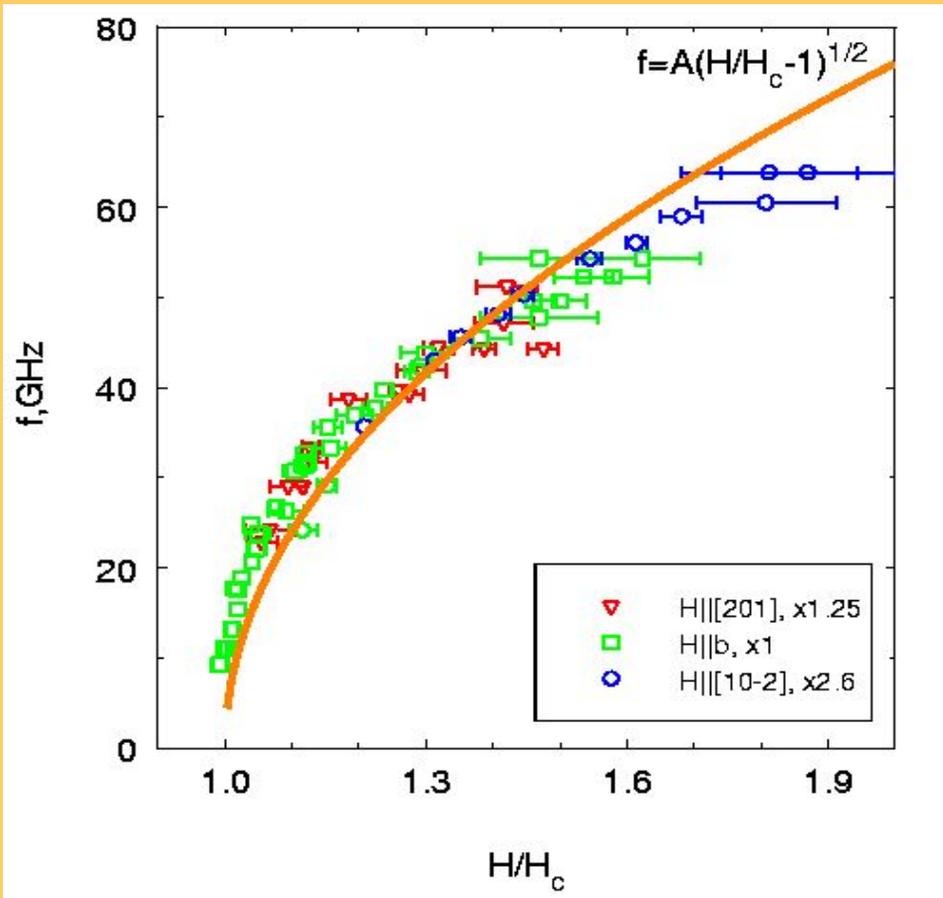
Наблюдаемые переходы между
коллективными квантовыми
состояниями

расщепление



Магнитное поле

Параметр порядка индуцирован полем и не насыщен. Теории такого АФМР нет. (Возможны продольные моды)



АФМР-прецессия параметра порядка. При $H > H_{sf}$ спектр АФМР 2-подрешеточного АФМ:

$$f_1 = [(\gamma H)^2 \pm const_1]^{1/2}$$

$$f_2 = const_2$$

$$const_{1,2} = (H_{A1,2} H_E)^{1/2}$$

const пропорциональна параметру порядка, который зависит от поля.

Основные эффекты

Эффективный спин $S=1/2$ коллективного состояния спинов $S=1$.

Эффективный спин $S=1$ коллективного состояния спинов $S=1/2$

Эффективный спин $S=1$ коллективного состояния спинов $S=1$

Эти наблюдения возможны благодаря синглетному спин-щелевому состоянию, которое допускает существование разреженного газа спиновых возбуждений

Магнитный резонанс в индуцированной полем АФМ фазе
(колебания малого параметра порядка)

Спасибо за внимание