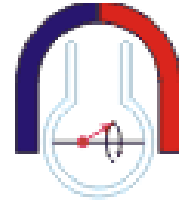


Порядок и беспорядок в спиновых системах при низких температурах

А.И.Смирнов



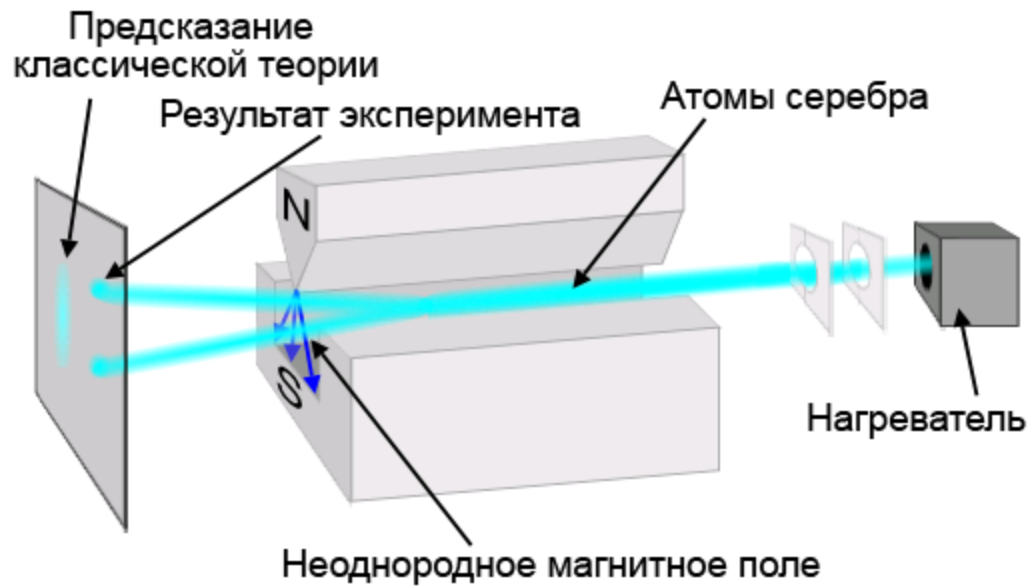
Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН



Зимняя Школа по физике НИУ ВШЭ, 1 февраля 2020

Спин и магнитный момент атома

Опыт Штерна - Герлаха (1922), рис. из Википедии



$$S=1/2, \quad M=+/- \mu_B$$

Магнетизм атомов, ионов, молекул, кристаллов

гий, т. е. две вырожденные орбитали. Таким образом, получается следующий ряд молекулярных состояний с увеличивающейся энергией (рис. А.39): $2\sigma_g$, $2\sigma_u$, $2\rho_g$, $2\rho_u$ (два), $2\rho_g^*$ (два), $2\rho_u^*$. Все эти уровни заполняются парами электронов; в результате получим следующие схемы заполнения молекулярных орбиталей молекул C_2 , NO , N_2 , CO , O_2 и F_2 :

					Число связей
C_2	$(2\sigma)^2$	$(2\sigma^*)^2$	$(2\rho)^2$	$(2\rho)^2$	2
NO	$(2\sigma)^2$	$(2\sigma^*)^2$	$(2\rho)^2$	$(2\rho^*)^1$	2,5
N_2 , CO	$(2\sigma)^2$	$(2\sigma^*)^2$	$(2\rho)^2$	$(2\rho^*)^4$	3
O_2	$(2\sigma)^2$	$(2\sigma^*)^2$	$(2\rho)^2$	$(2\rho^*)^2$	2
F_2	$(2\sigma)^2$	$(2\sigma^*)^2$	$(2\rho)^2$	$(2\rho^*)^4$	1

Оправдывает себя следующее правило определения числа связей в молекулах: вычитаем из числа электронов на связывающих орбиталях число электронов на разрыхляющих орбиталях и делим разность на два. Рассчитанное таким образом

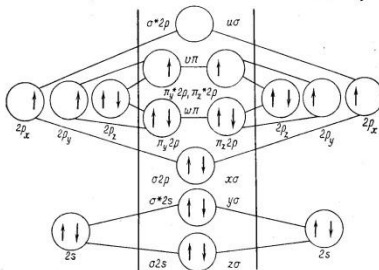


Рис. А.40. Схема молекулярных орбиталей молекулы O_2 .

число связей приведено выше в последней колонке. Валентность в этом смысле является иным понятием по сравнению с тем, которым мы пользовались при изучении теории валентных связей. На примере NO видно, что полуцелые валентности естественным образом появляются в теории МО, а не как «резонанс» различных валентных структур.

Остановимся на схеме заполнения электронами молекулярных орбиталей кислорода (рис. А.40). Мы видим, что оба электрона на орбитали $2\rho_x^*$ в соответствии с правилом Хунда имеют параллельные спины. Это является причиной парамагнетизма кислорода (магнитные свойства веществ см. в разд. 6.5.3), который с трудом поддается объяснению с помощью других теорий строения. Парамагнетизм NO также легко понять, если рассмотреть заполнение его молекулярных орбиталей электронами. Естественно, для молекулы, составленной из разных атомов, атомные волновые функции вступают в линейную комбинацию с различными «весом». Весовые коэффициенты c_1 и c_2 в линейной комбинации

$$\Psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$$

находят с помощью приближенных (вариационных) методов. «Правильными» коэффициентами будем считать такие, при которых решение уравнения Шредингера дает минимальное значение энергии молекулы (наиболее устойчиво, как здесь, так и в других аналогичных физических системах, состояние молекулы с минимальной энергией). Различные коэффициенты c_1 и c_2 при функциях ψ указывают на то, что вероятность нахождения электронов у одного из атомов оказывается большей, чем у другого. Таким образом, здесь, намечается переход к ионной связи, которая до некоторой степени является предельным случаем ковалентной связи.

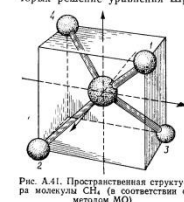
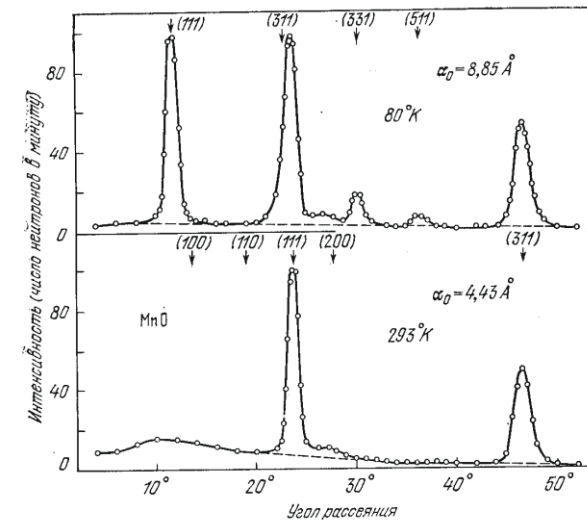
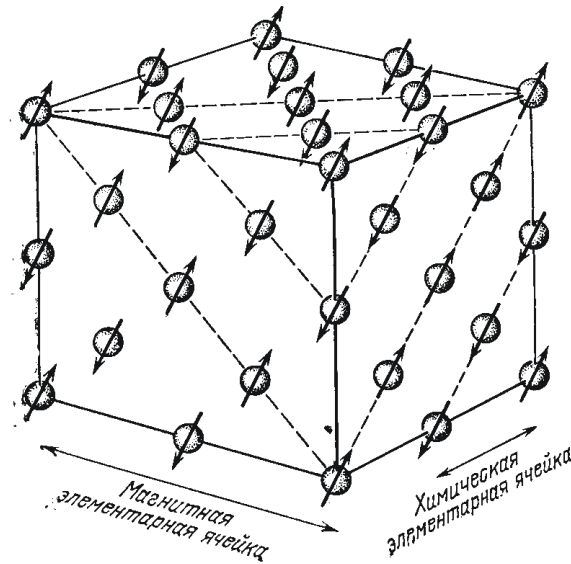
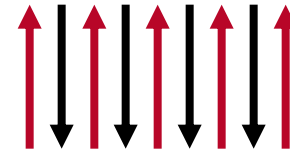


Рис. А.41. Пространственная структура молекулы CH_4 (в соответствии с методом МО)

В качестве второго примера применения метода МО обсудим в общих чертах молекулу CH_4 , которая уже упоминалась в связи с изучением метода валентных связей, где с привлечением понятия «гибридизация» для нее получена тетраэдрическая структура. Четыре атомные $1s$ -орбитали ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 и ψ_4 четырех атомов водорода можно комбинировать различными способами (табл. А.11). Если атомы водорода расположены по углам тетраэдра, то полученные четыре комбинации (рис. А.41) имеют такую же симметрию, как и четыре атомных состояния s , p_x , p_y , p_z центрального атома углерода. Поэтому при линейной комбинации этих четырех волновых функций углерода с волновыми функциями четырех атомов водорода получается очень хорошее перекрыва-

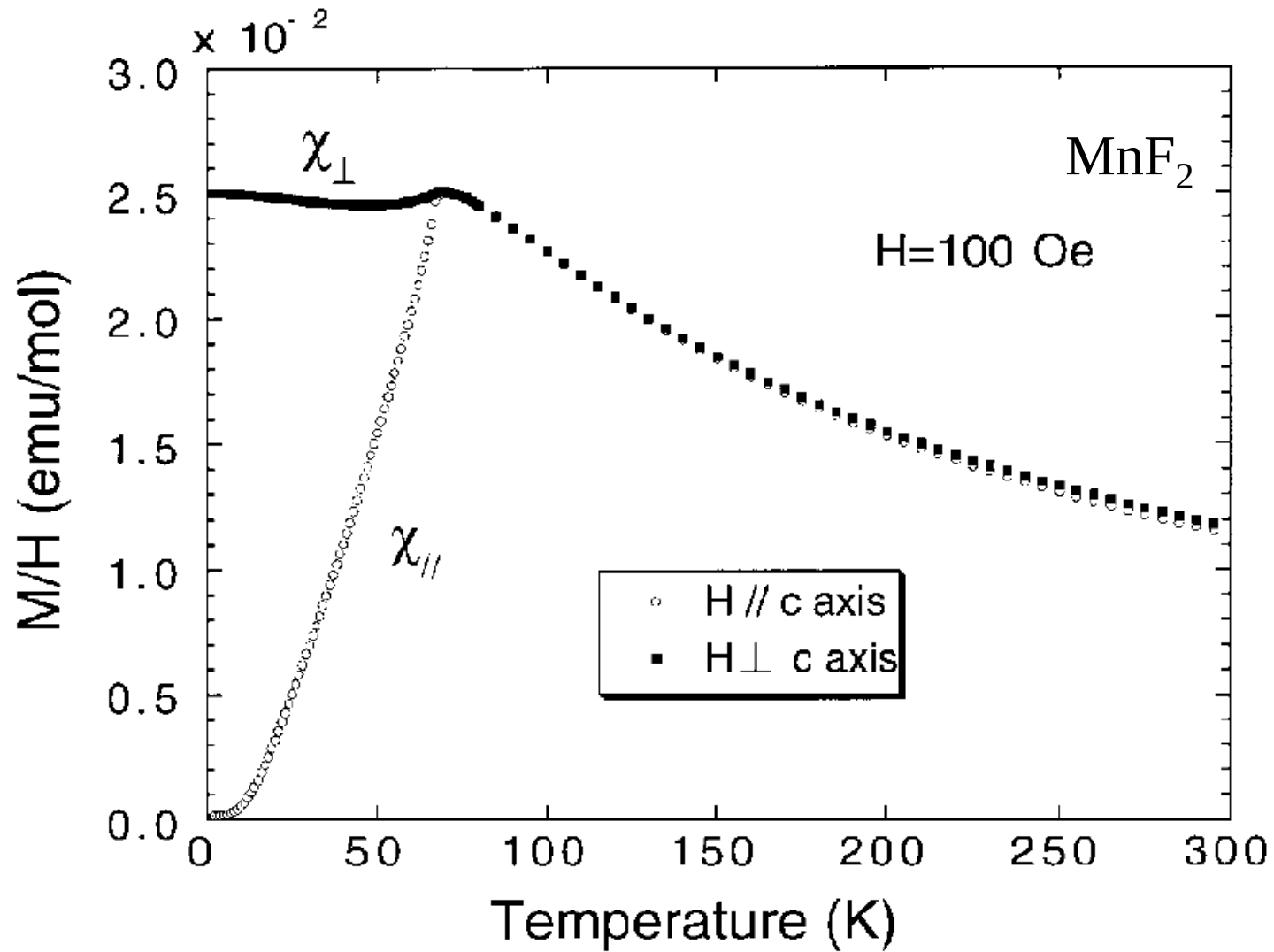
Молекула кислорода

Антиферромагнетик



Наш объект - кристалл с антиферромагнитным взаимодействием магнитных ионов

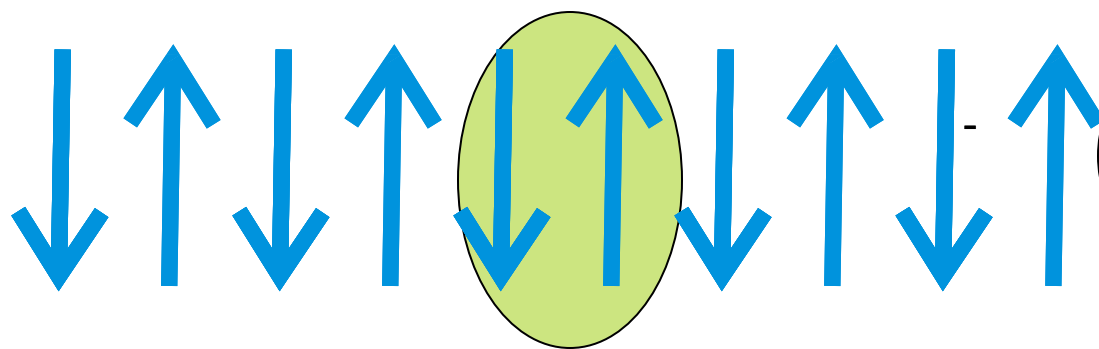
Температурная зависимость
восприимчивости антиферромагнетика



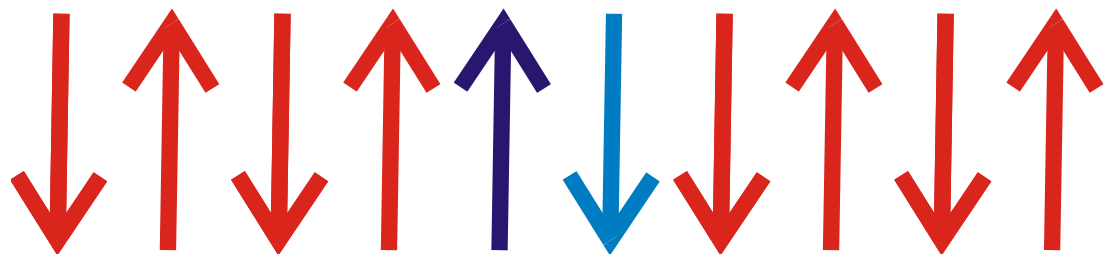
Гейзенберговский обмен и проблема основного состояния антиферромагнетиков

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i, j \rangle}^N J \hat{\mathbf{S}}_i \hat{\mathbf{S}}_j$$

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i, j \rangle}^N J [\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z + \frac{1}{2} (\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+)]$$



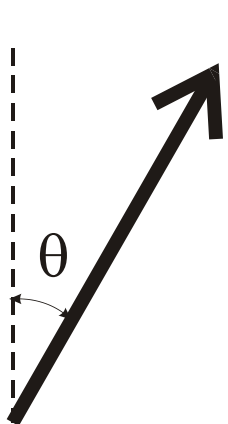
Это – классическое
основное состояние
для $J > 0$



Но оно не является
собственным
для гамильтониана

В реальных антиферромагнетиках $\langle S_z \rangle < S$!

НЕТ порядка в одномерных АФМ спиновых цепочках даже при $T=0$



$\mathbf{M}_i$ Вклад спиновых волн в полную энергию и угол отклонения параметра порядка :

$$E \sim (\text{grad } \Theta)^2 \sim k^2 \Theta^2 \sim \varepsilon_k n_k$$

$$\Theta^2 \sim \varepsilon_k n_k / k^2 \sim n_k / k \sim 1/k$$

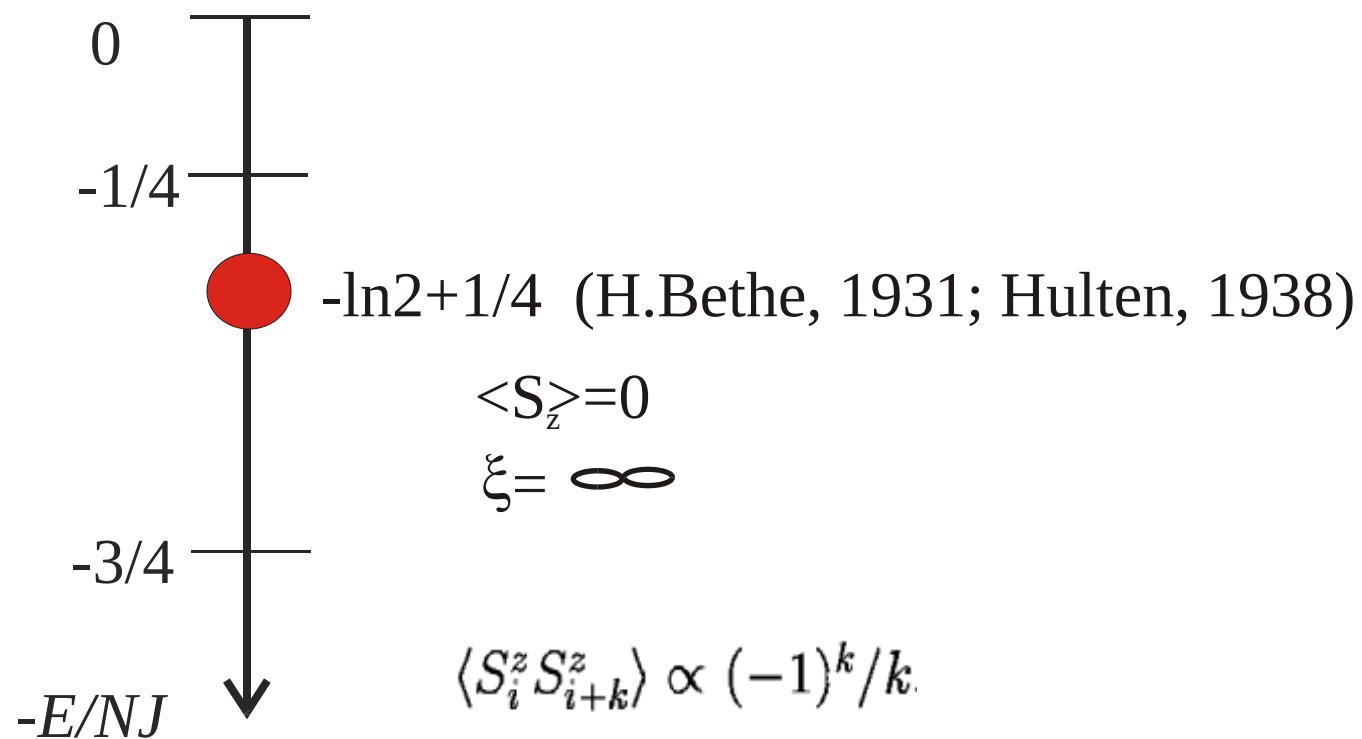
$$\omega_k = \alpha k$$

$$T=0$$

$$n_k = 1/2$$

$$\delta M \sim \int_k \theta^2 dk \sim \int_k dk/k \rightarrow \infty$$

Цепочка спинов $S=1/2$ (анзац Бете)



**Обычные магнетики демонстрируют
упорядочение при $T \sim J/k_B$**

**Квантовые магнетики остаются
неупорядоченными ($\langle S_z^i \rangle = 0$) при $T \ll J/k_B$**

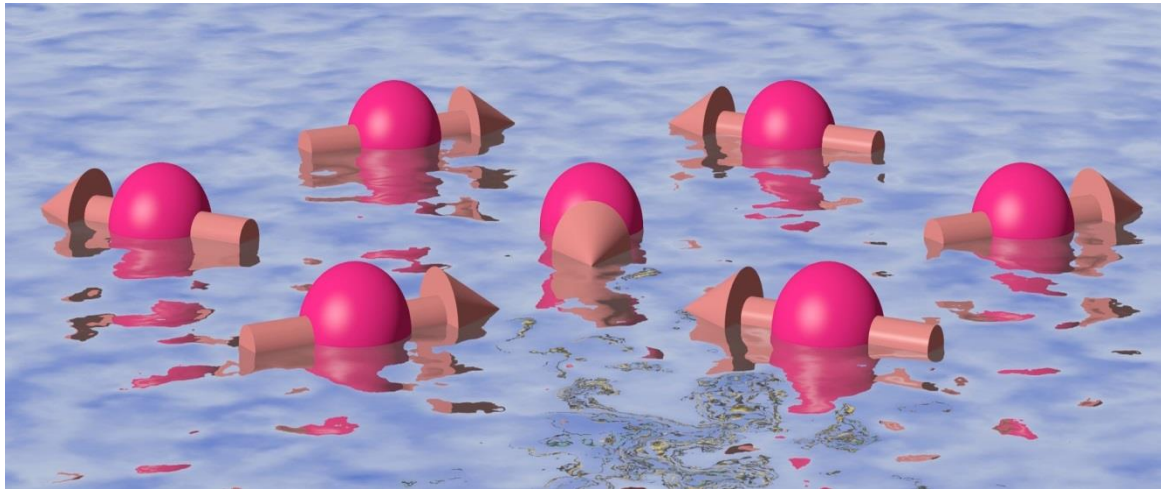
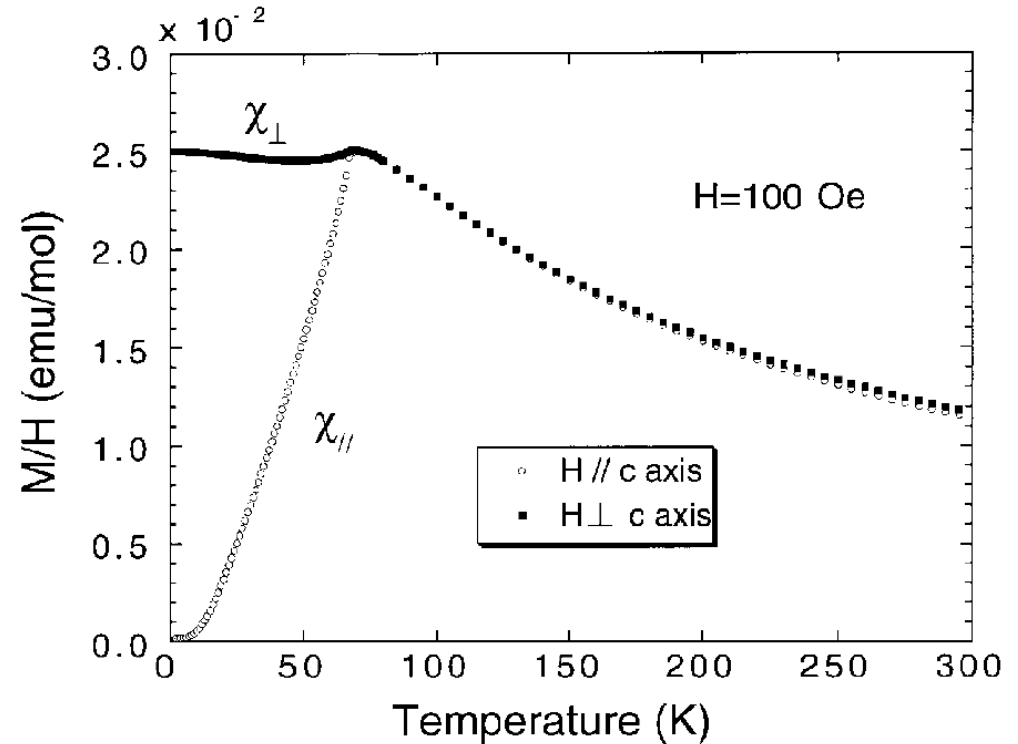
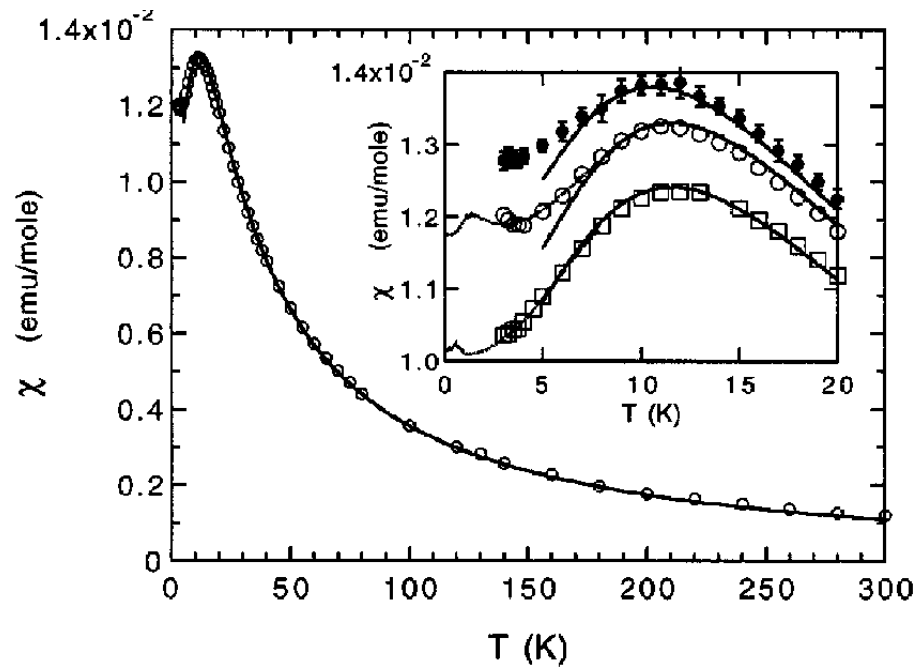


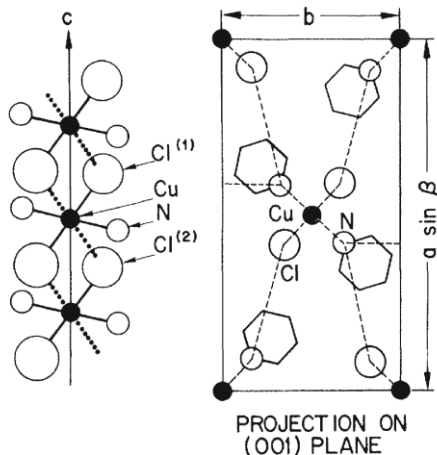
Рисунок из презентаций О.Старыха и А. Чубукова

**Существует единственная квантовая жидкость обычного типа –
жидкий гелий**

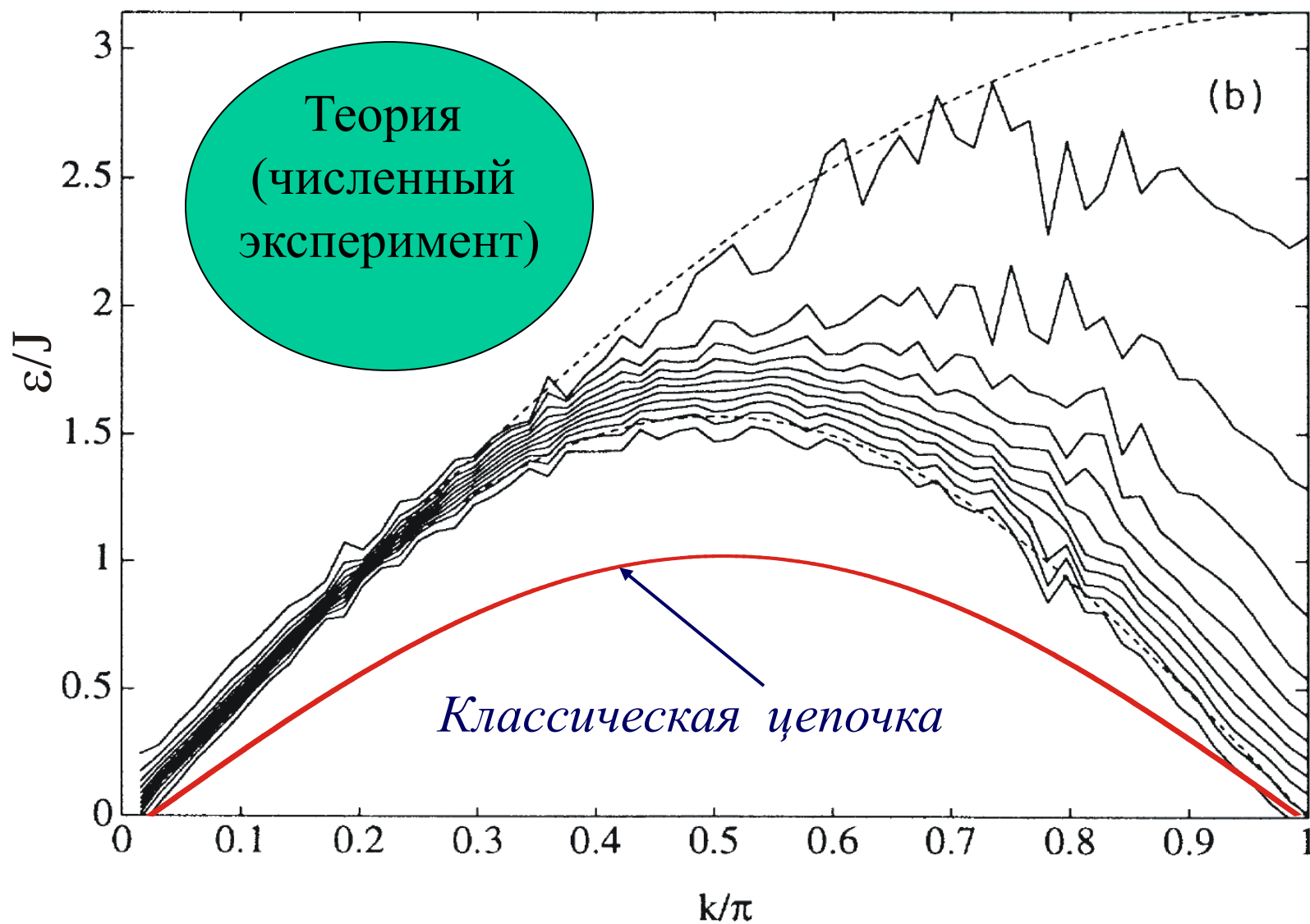
Эксперимент: Восприимчивость квантовых $S=1/2$ цепочек и антиферромагнетиков



Цепочки спинов $S=1/2$ в кристаллах бензоата меди

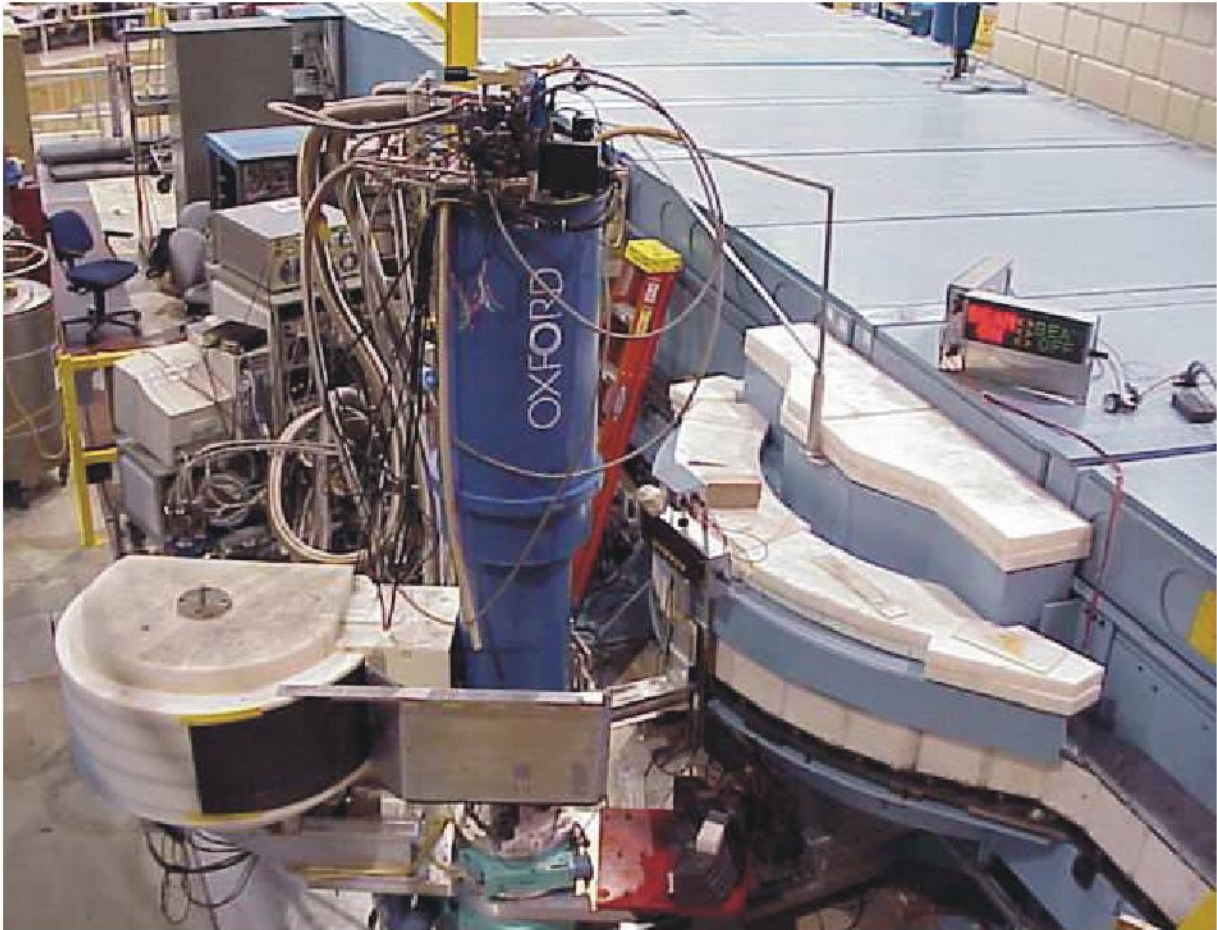


Кристаллы MnF₂

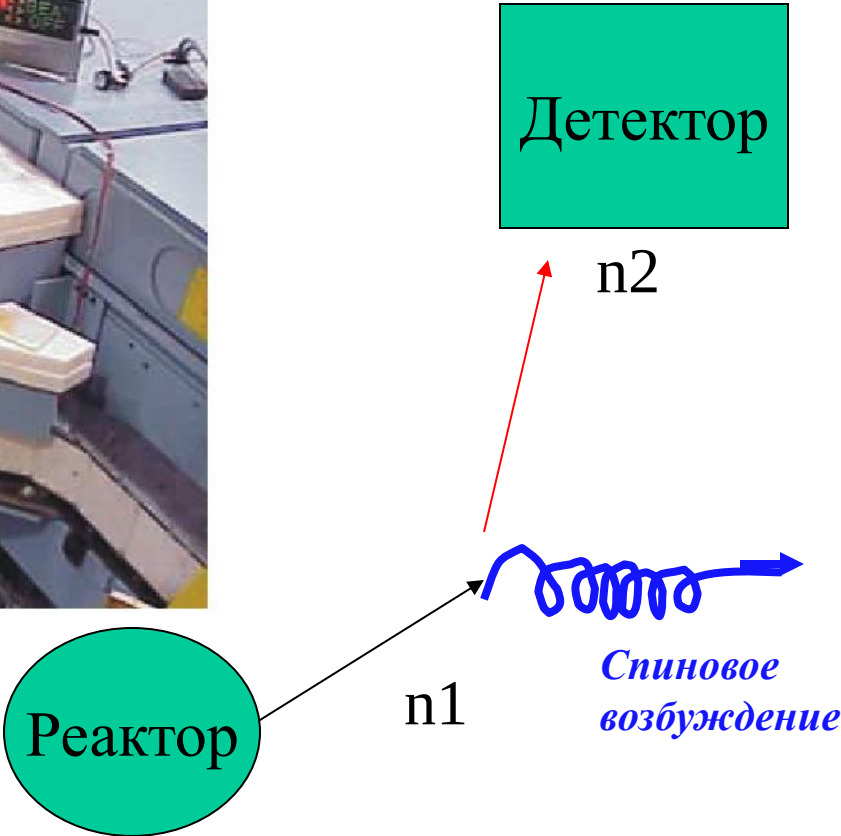


Спектр цепочки спинов $\frac{1}{2}$. С.Мешков 1993

Экспериментальное исследование спектров возбуждений
с помощью рассеяния нейтронов



Нейтронный
спектрометр
NIST

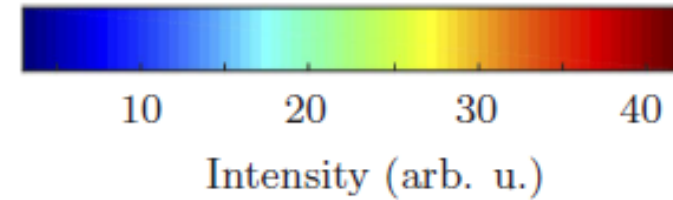
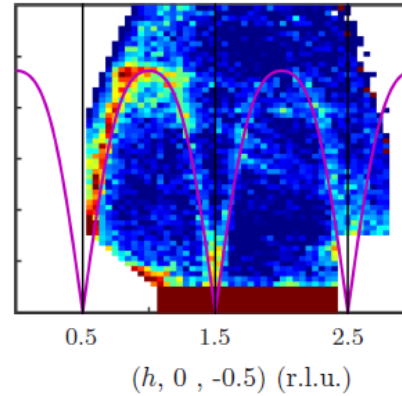


Spin dynamics in pressure-induced magnetically-ordered phases in PHCC

G. Perren,¹ J. S. Möller,¹ D. Hübner,^{1,2} A. A. Podlesnyak,³ and A. Zheludev^{1,*}

AFM ordered

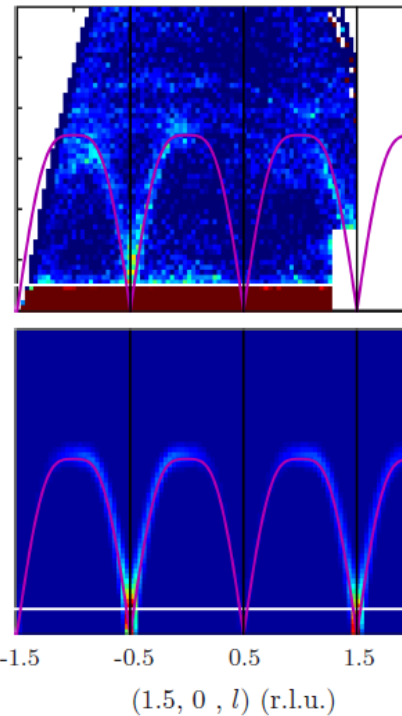
9 kbar



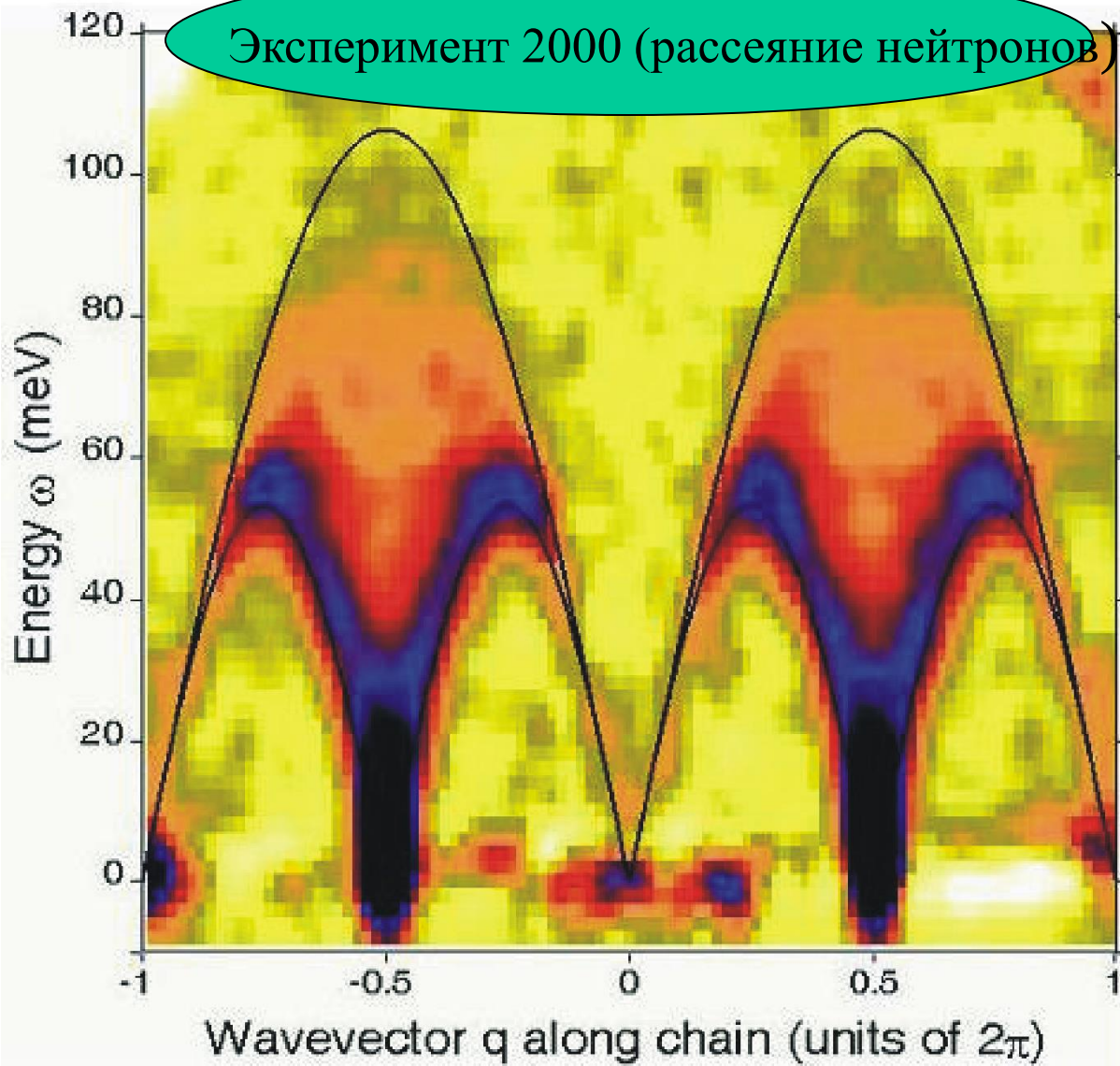
ArXiv 2015

Пример экспериментальных спектров обычного типа - триплетных возбуждений в спин-жидкостной фазе и спиновых волн в АФМ-фазе

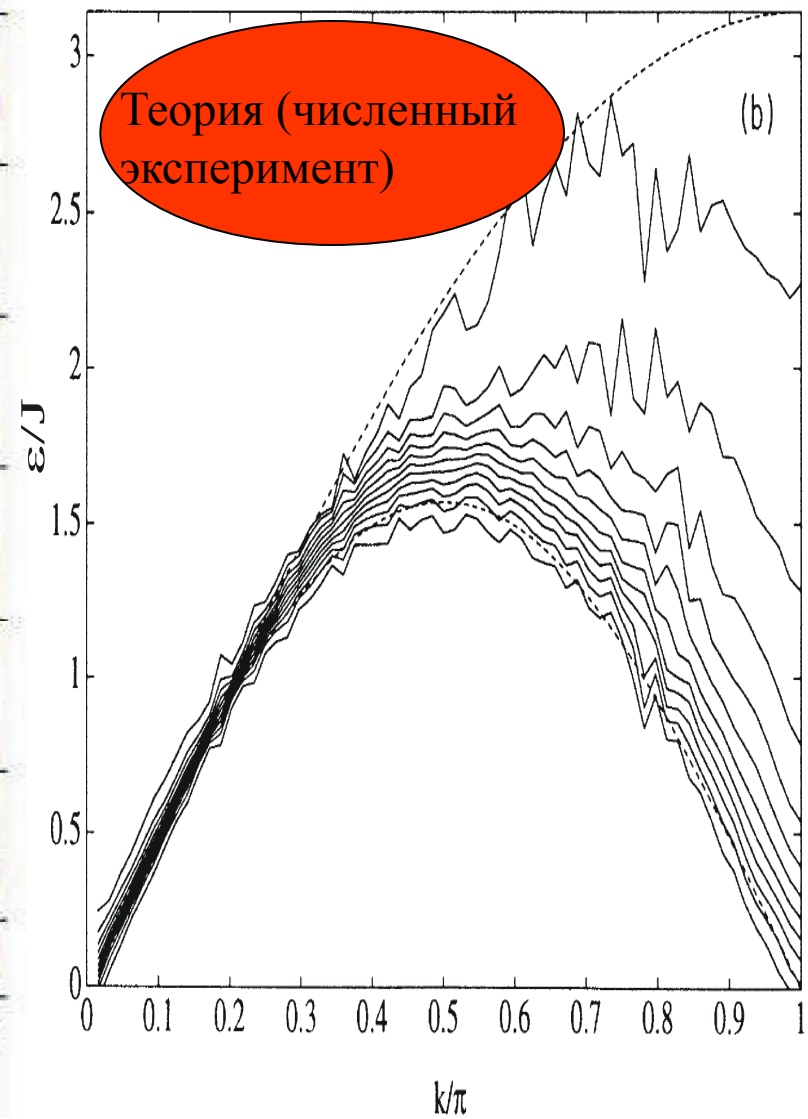
PHCC - Димерная сеть, переход в АФМ фазу под давлением



Эксперимент 2000 (рассеяние нейтронов)



Теория (численный эксперимент)



D. Tennant et al 2000

Multispinon Continua at Zero and Finite Temperature in a Near-Ideal Heisenberg Chain

B. Lake,^{1,2,*} D. A. Tennant,^{1,2} J.-S. Caux,³ T. Barthel,⁴ U. Schollwöck,⁴ S. E. Nagler,⁵ and C. D. Frost⁶

KCuF₃

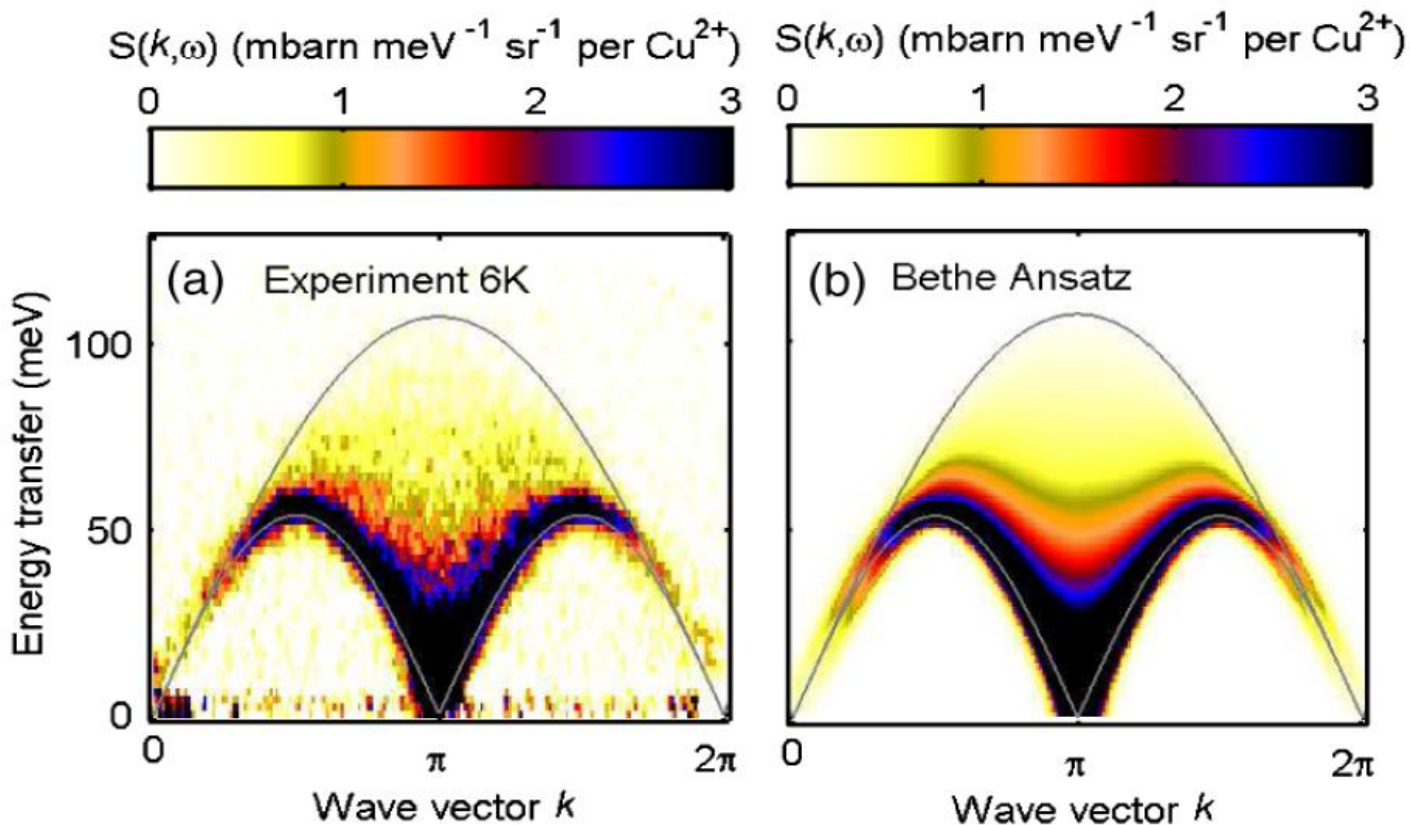
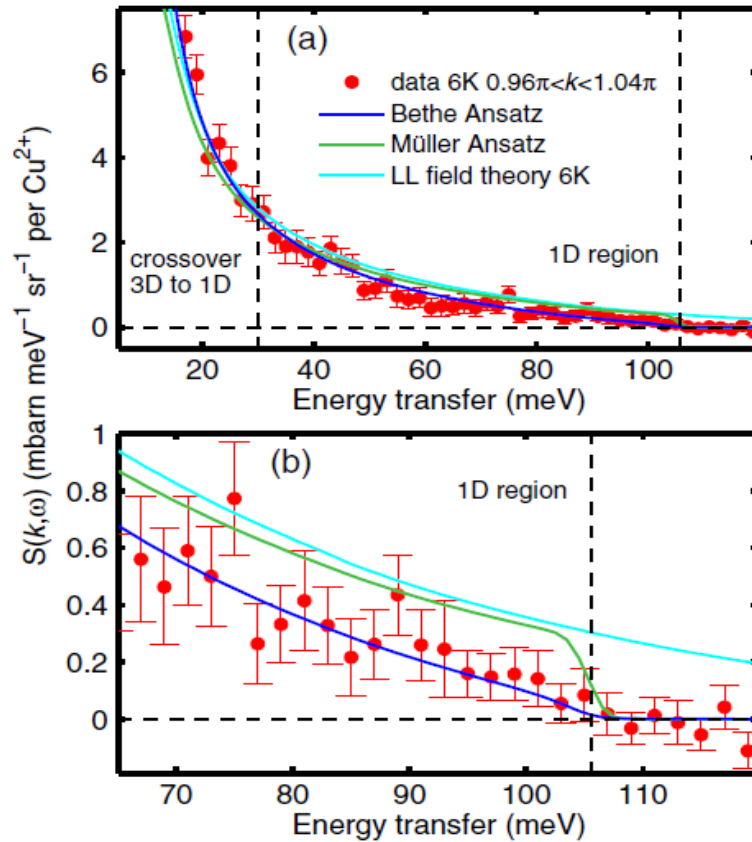


FIG. 1 (color online). INS data compared to theory. (a) The data show the multispinon continuum lying predominantly between the upper ($\omega_u(k)$) and lower ($\omega_l(k)$) boundaries for



B.Lake et al PRL 2013

FIG. 2 (color online). Comparison of the INS data at $k = \pi$ and $T = 6 \text{ K}$, with the theoretical approaches. (a) The data agree approximately with the Luttinger liquid, Müller ansatz, and algebraic Bethe ansatz. (b) Differences between the theories increase at higher energies and the Luttinger liquid and Müller ansatz show strong discrepancies with the data near the 2-spinon upper threshold.

Эксперимент: теплопроводность АФМ спиновых цепочек $S=1/2$: Подтверждает наличие “хороших” квазичастиц.

Enhancement of Thermal Conductivity due to Spinons in the One-Dimensional Spin System SrCuO_2

T Kawamata¹, N Kaneko², M Uesaka², M Sato², Y Koike²

¹ Nishina Center for Accelerator-Based Science, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako 351-0198, Japan

² Department of Applied Physics, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

International Conference on Magnetism (ICM 2009)

Journal of Physics: Conference Series **200** (2010) 022023

IOP Publishing

doi:10.1088/1742-6596/200/2/022023

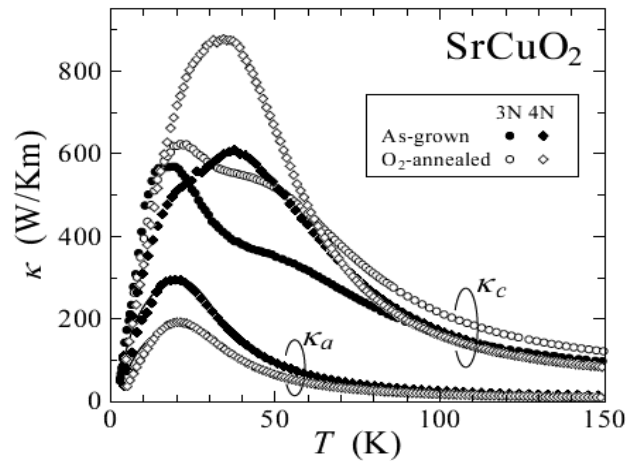


Figure 1. Temperature dependence of the thermal conductivity along the c -axis parallel to spin-chains, κ_c , and along the a -axis perpendicular to spin-chains, κ_a , for as-grown and O_2 -annealed single-crystals of SrCuO_2 grown from raw materials with 3N and 4N purity. Solid lines are fitting results of κ_{phonon} in κ_a .

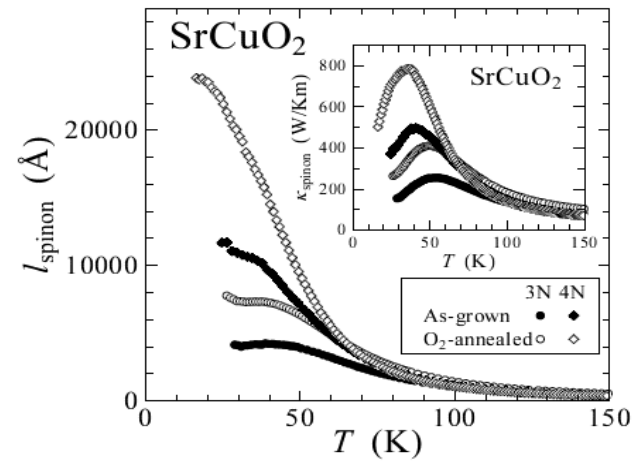
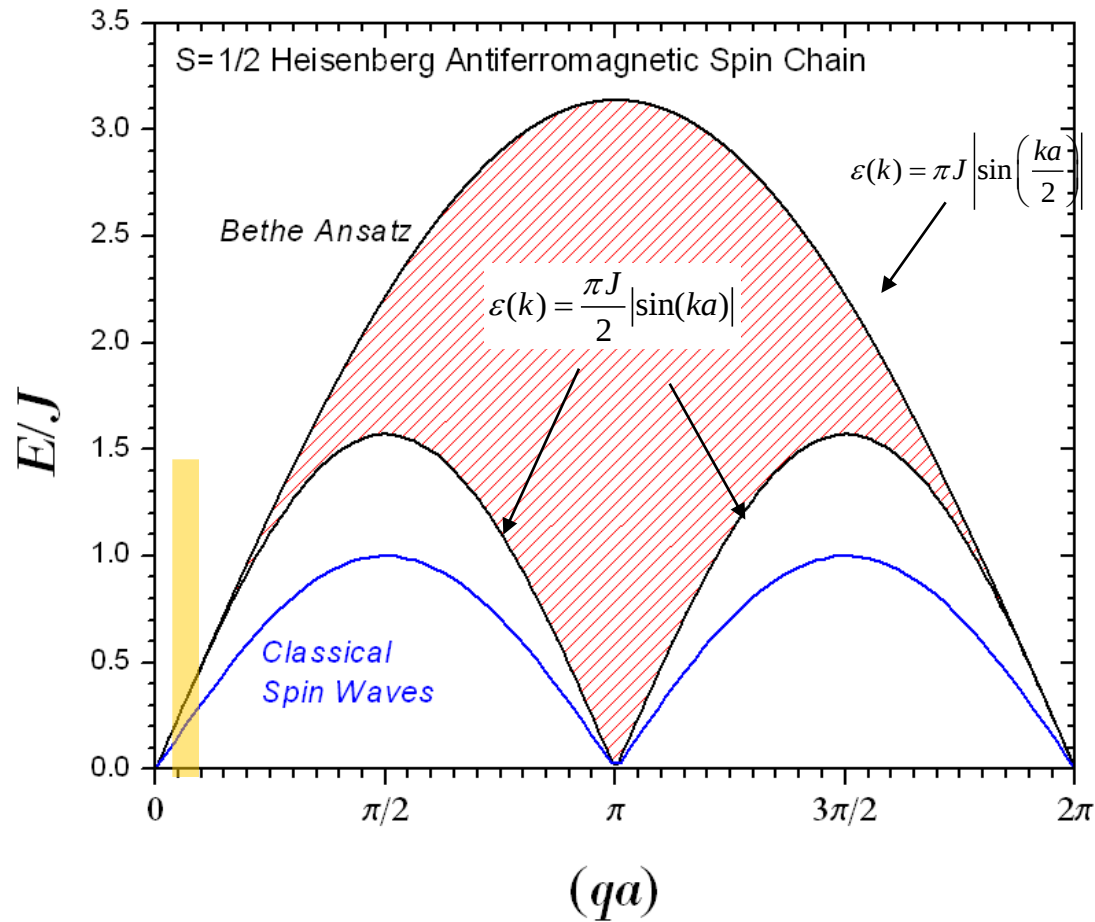


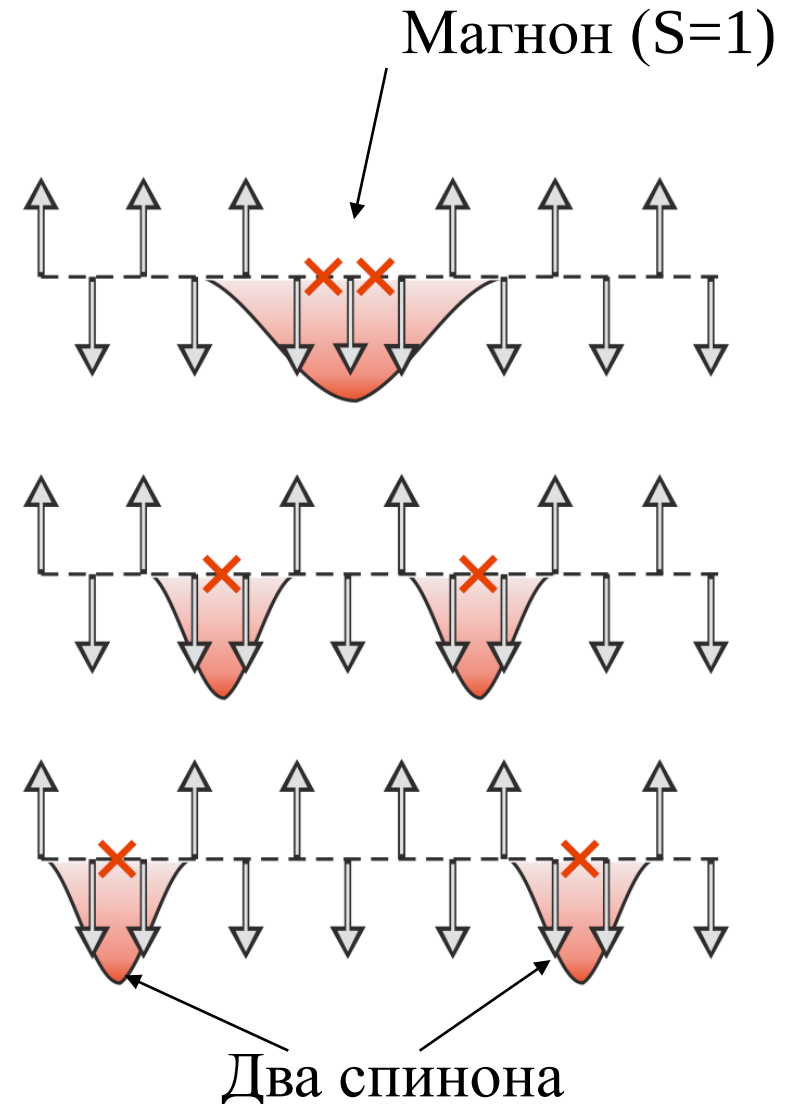
Figure 2. Temperature dependence of the mean free path of spinons, l_{spinon} , for as-grown and O_2 -annealed single-crystals of SrCuO_2 grown from raw materials with 3N and 4N purity. The inset shows the temperature dependence of the thermal conductivity due to spinons, κ_{spinon} .

СПИНОНЫ В $S=1/2$ НАФМ ЦЕПОЧКЕ



Померанчук 1941: fermionic spinons in paramagnetic insulators. ЖЭТФ 11, 226 (1941)

Фаддеев и Тахтаджан 1981. *What is the spin of a spin wave?* Phys. Lett. A 85, 375 (1981).



Спиноны – фермионы! Нейтроны рожают их парами, что обуславливает континуум

Measurement of the spin-excitation continuum in one-dimensional KCuF_3 using neutron scattering

D. Alan Tennant and Roger A. Cowley

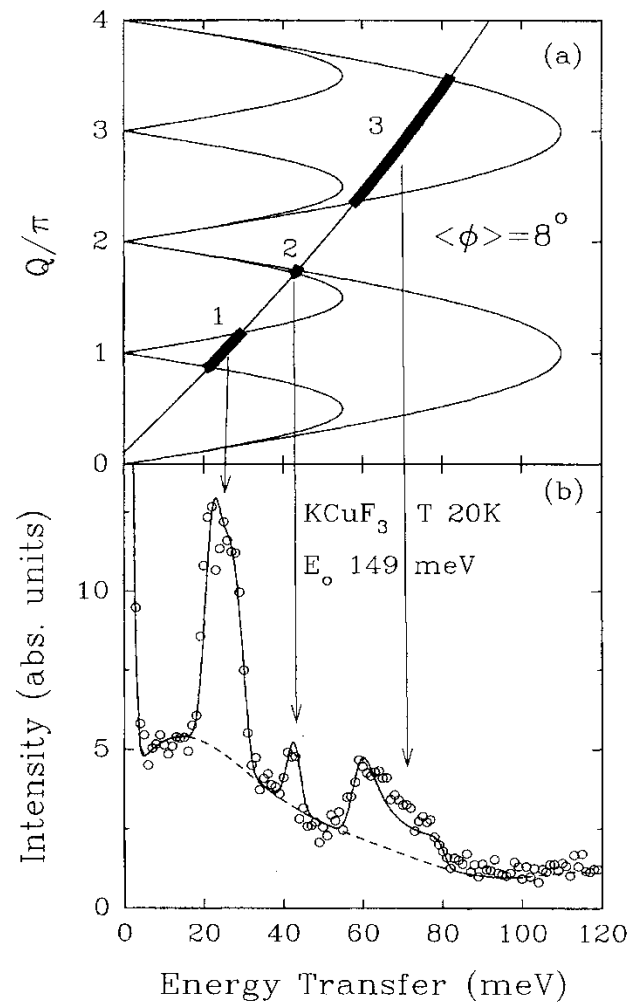
Oxford Physics, Clarendon Laboratory, Oxford University, Parks Road, Oxford OX1 3PU, United Kingdom

Stephen E. Nagler

Department of Physics, University of Florida, Gainesville, Florida 32611

Alexei M. Tsvetik

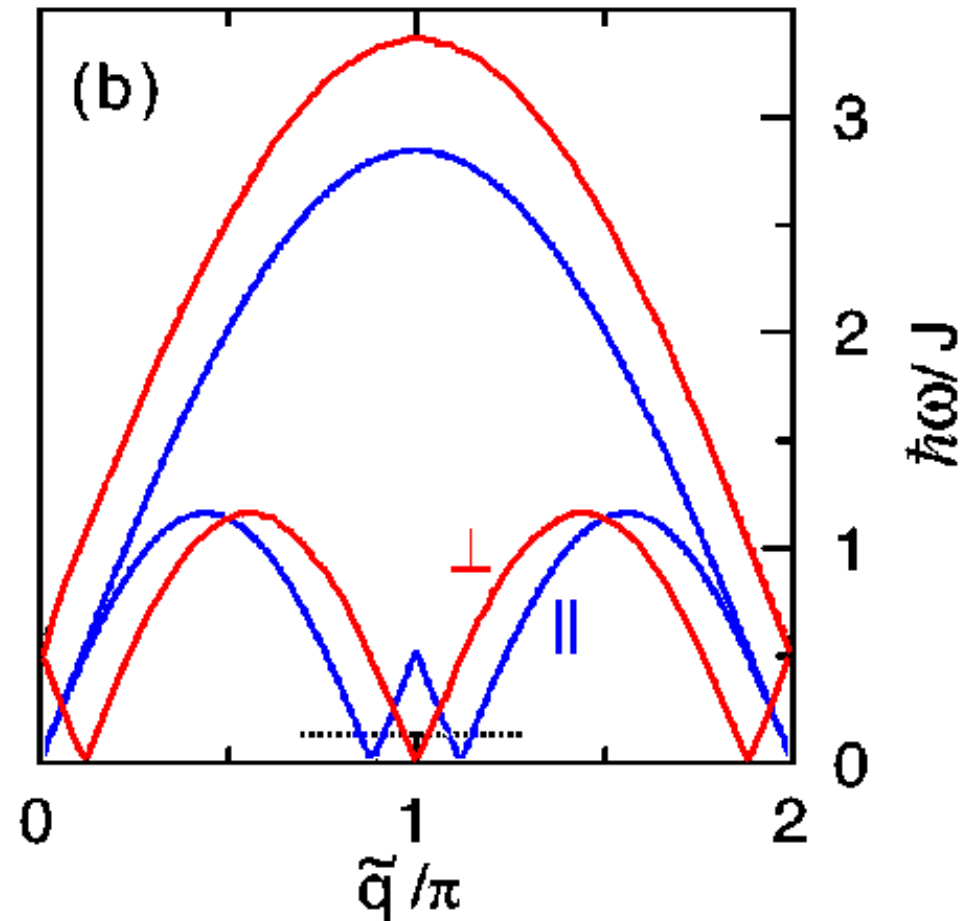
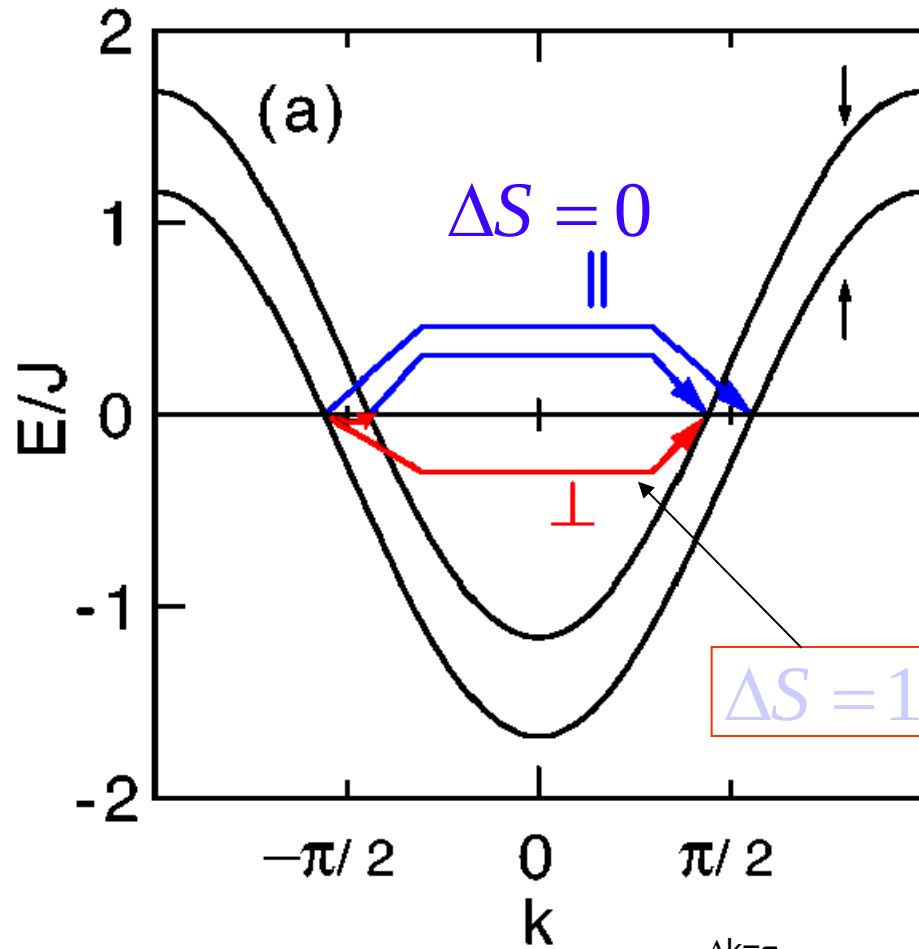
Oxford Physics, Department of Theoretical Physics, Oxford University, Keble Road, Oxford OX1 3PU, United Kingdom



Экспериментальная
проверка
существования
двухспионного
континуума

$$\mathcal{H}_{\text{MF}} = \sum_{\alpha q} \left[-J\gamma \cos q - \frac{1}{2}g\mu_B H(\delta_{\alpha\uparrow} - \delta_{\alpha\downarrow}) \right] c_{\alpha q}^{\dagger} c_{\alpha q},$$

Спиноны-фермионы. В магнитном поле мягкие моды соответствуют переходам на поверхности Ферми



D. C. Dender et al, PRL **79** 1750 (1997)

Neutron scattering from copper benzoate, $\text{Cu}(\text{C}_6\text{D}_5\text{COO})_2 \cdot 3\text{D}_2\text{O}$,

Фермионы подтверждаются нейтронным рассеянием: мягкие моды вблизи $q=r$

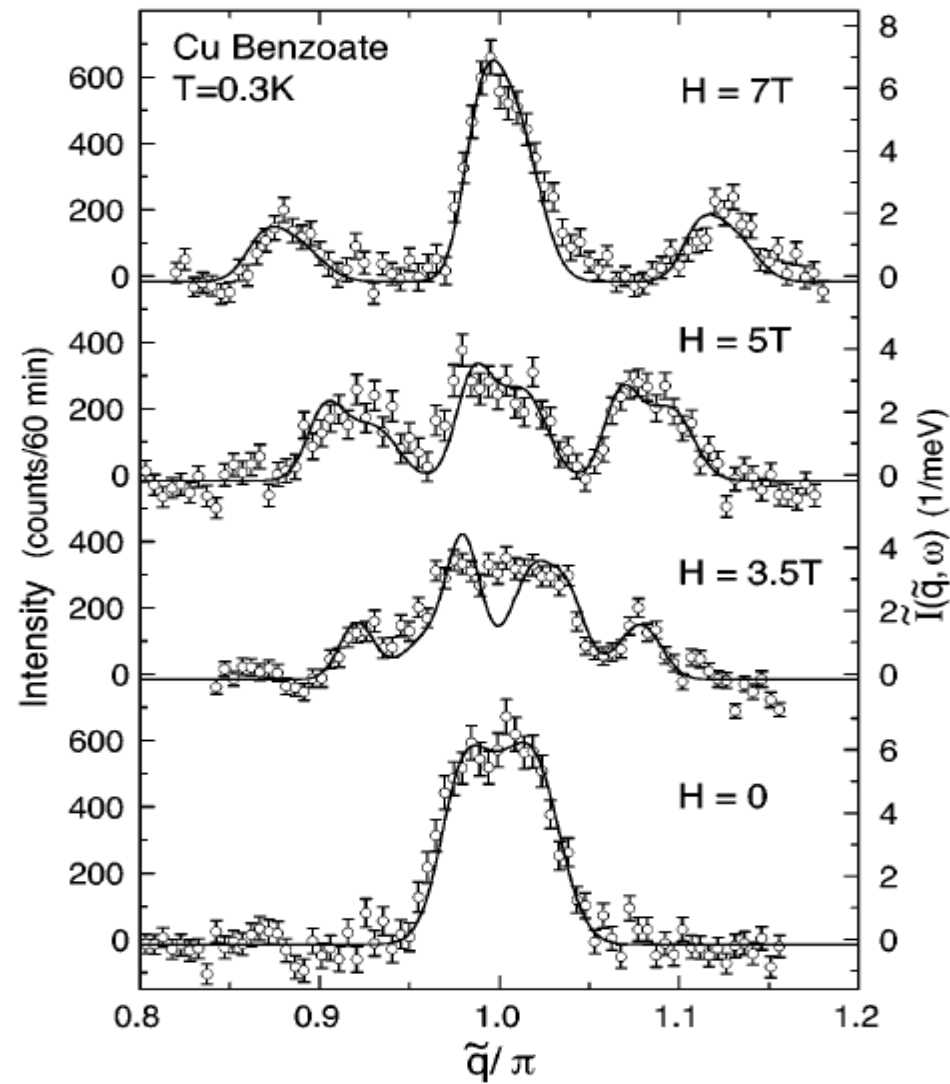
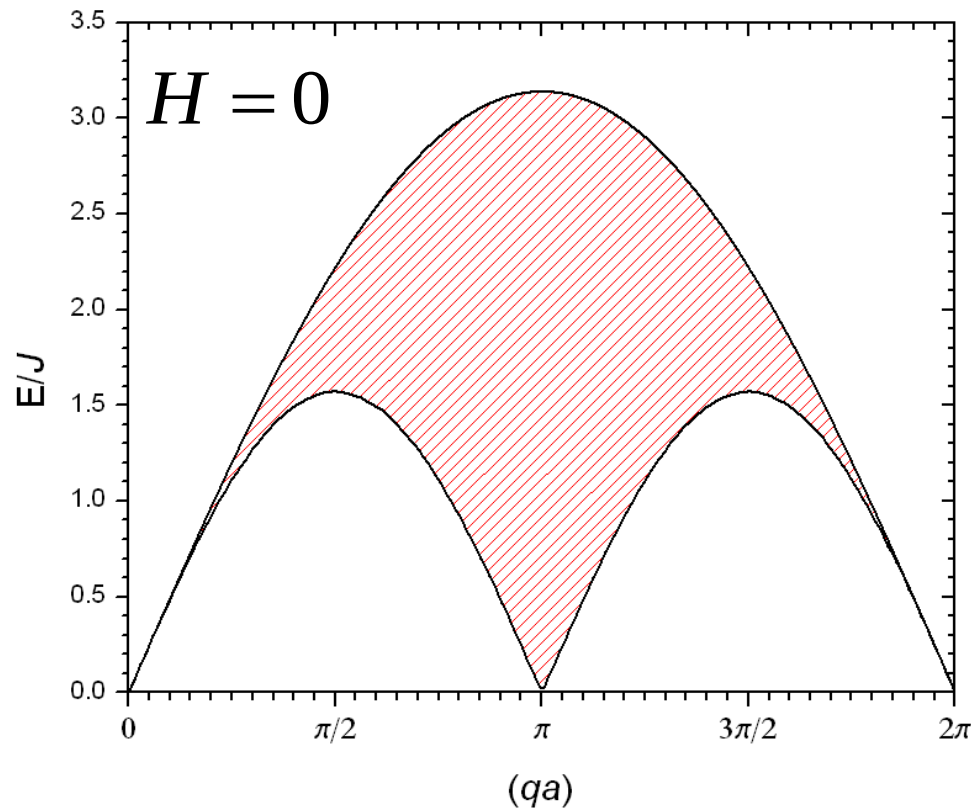


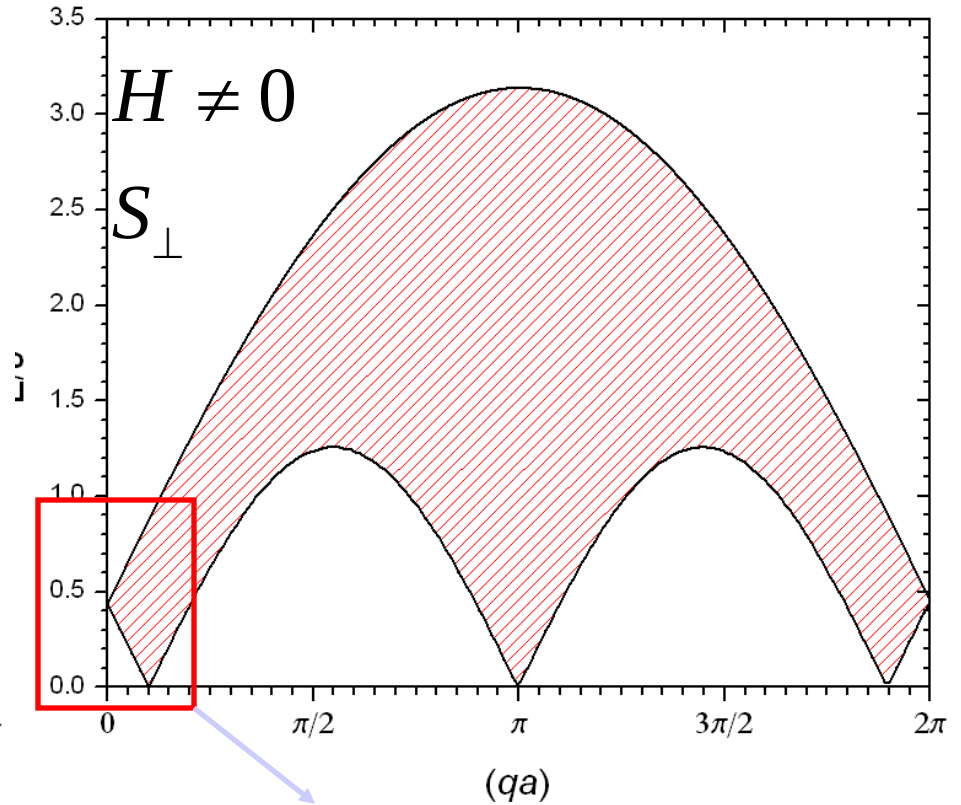
FIG. 2. Magnetic scattering at $\hbar\omega = 0.21\text{ meV}$ along the $(0.3, 0, l)$ direction for four values of magnetic field H at $T =$

D. C. Dender et al, PRL **79** 1750 (1997)

Континуум в магнитном поле (для поперечных флуктуаций)

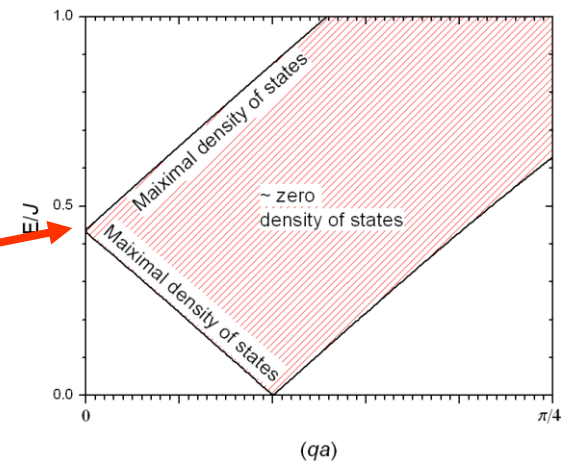


$$\delta \sim q^3$$



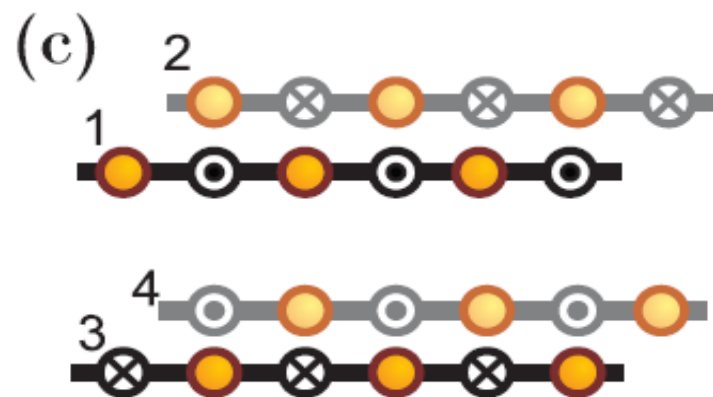
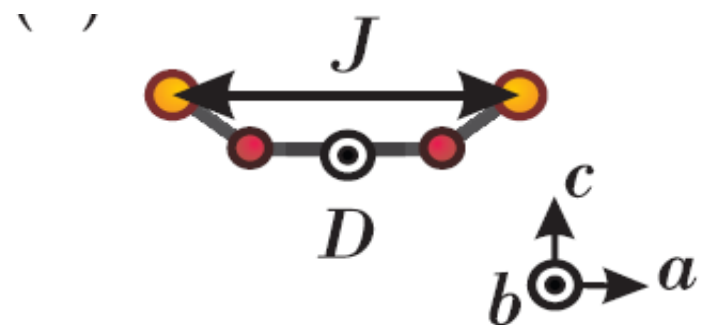
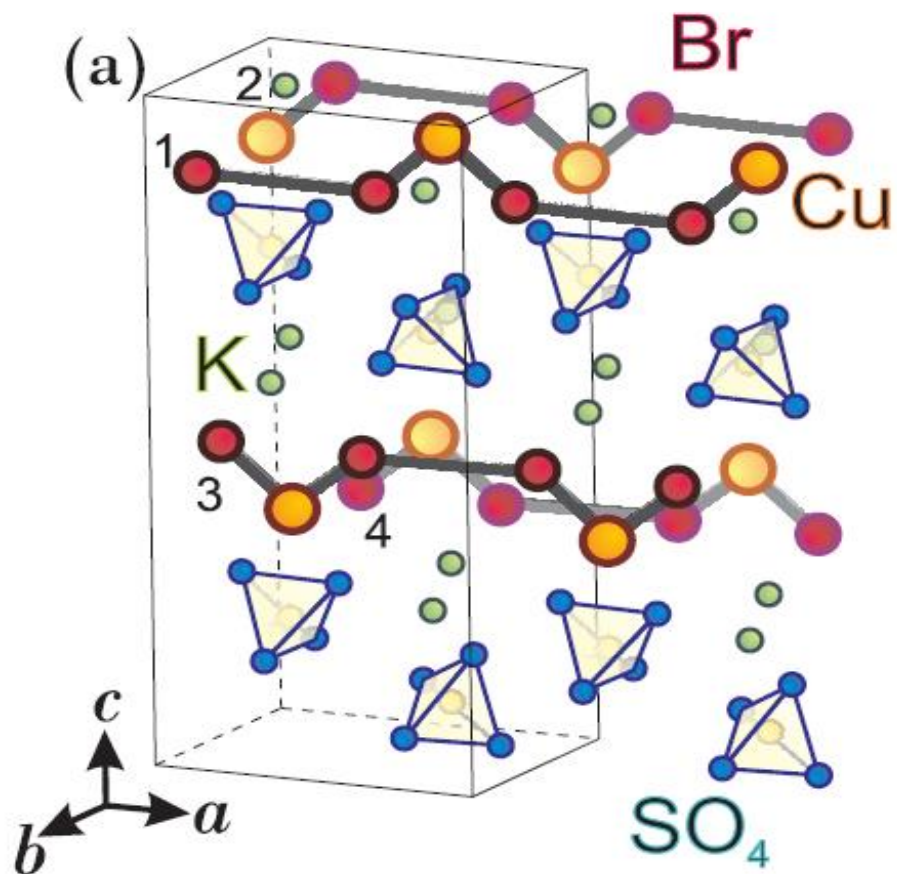
$$\delta \sim q$$

Здесь зеемановская энергия



Возьмем цепочку, в которой нарушена эквивалентность “левых” и “правых” спинов

В цепочках $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$
 “правые” и “левые” спины
 по разному взаимодействуют
 с решеткой.

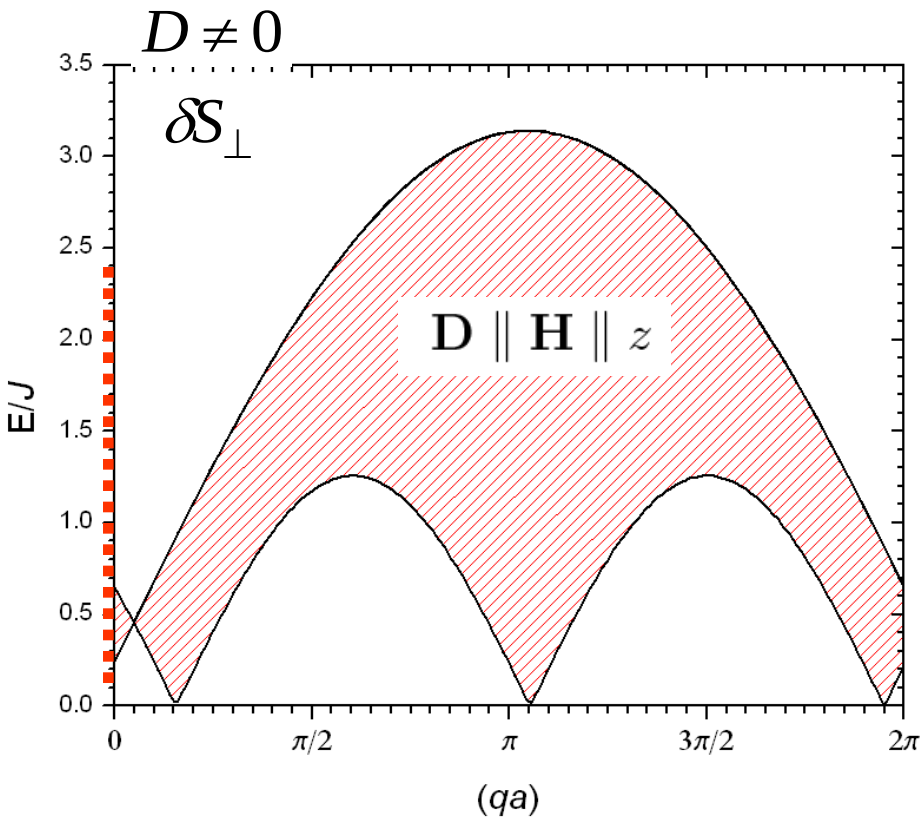
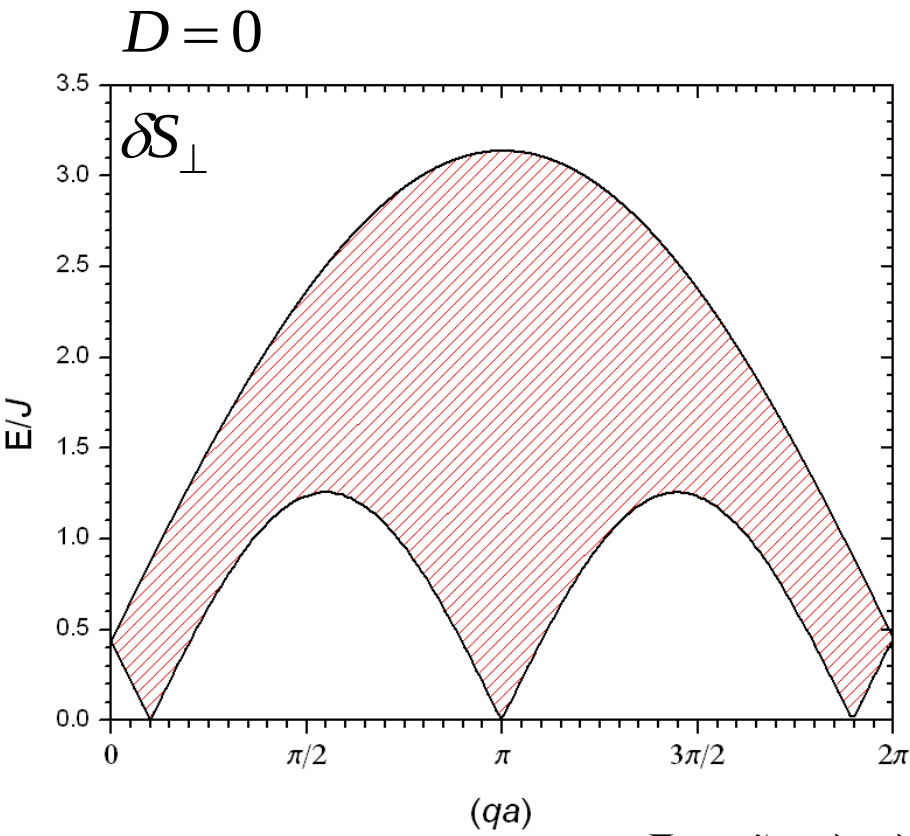


Модификация континуума под действием однородного взаимодействия Дзялошинского-Мории

$$\mathcal{H} = \sum_n J(\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n+1}) + (\mathbf{D} \cdot [\mathbf{S}_n \times \mathbf{S}_{n+1}]) - \mu_B g(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_n)$$

Преобразование $S_n^+ = \tilde{S}_n^+ e^{i\alpha n}$, $\alpha = -D/J$ зануляет (в главном порядке) действие ВДМ

Однако порождает сдвиг $\delta q = DJ/a$



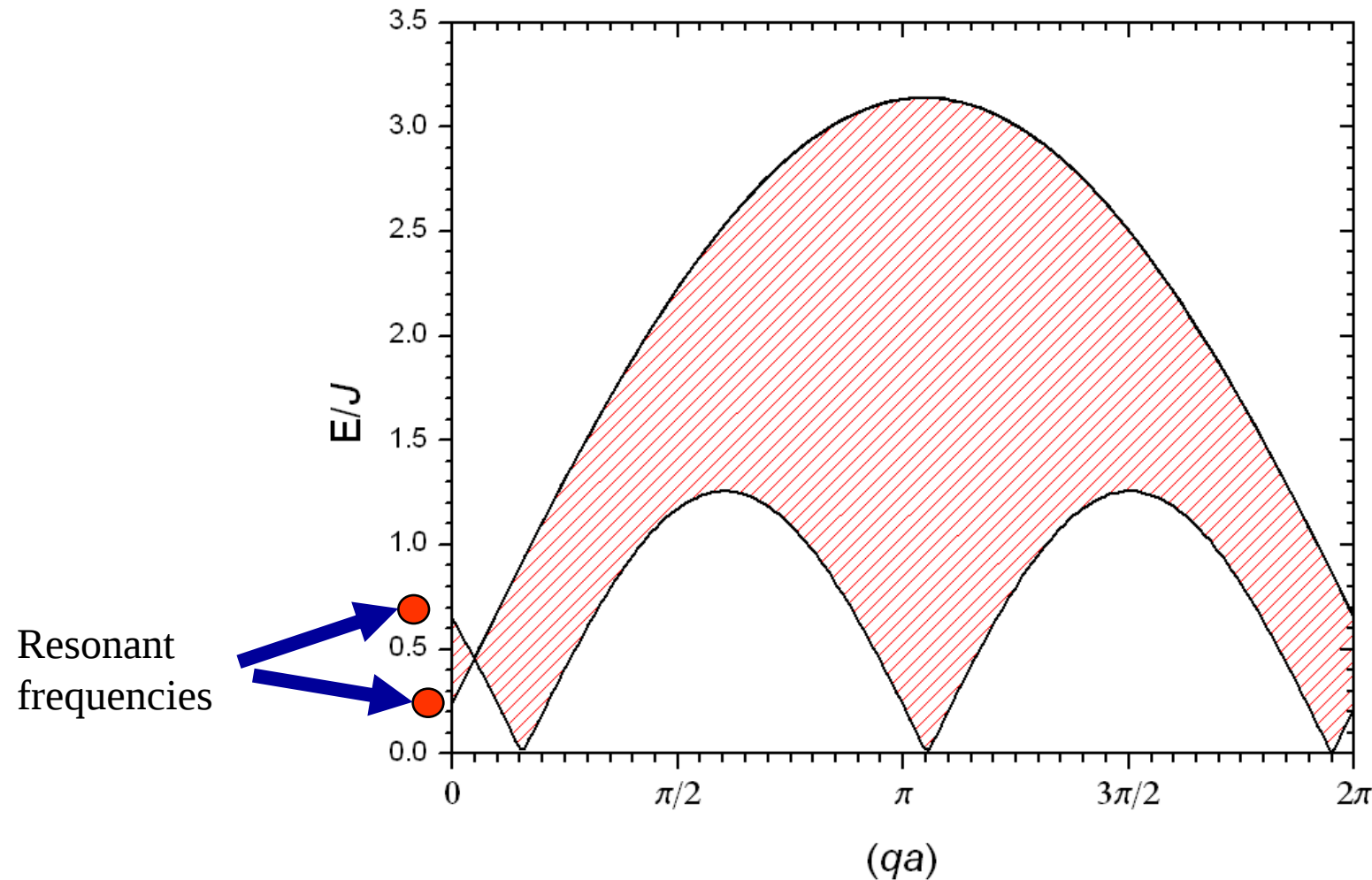
*Другой подход с тем же результатом:
эффект типа эффекта Раишбы (σ -k связь за счет ВДМ для фермионов)*

Спинонный дублет при $q=0$ для $H||D$

$$H \neq 0$$

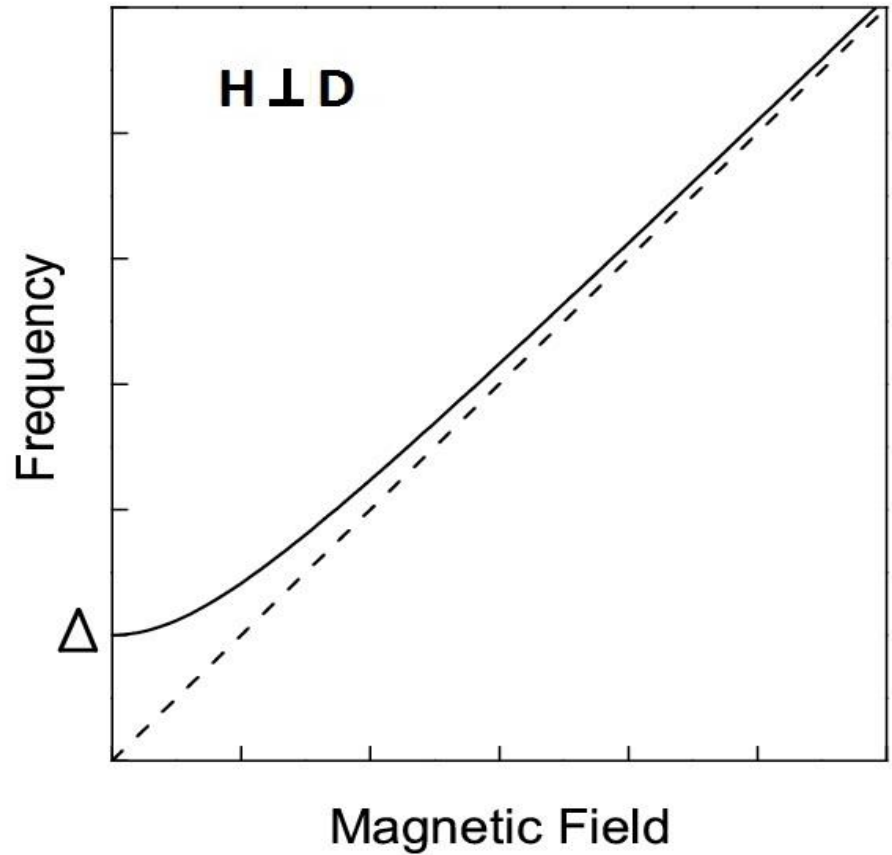
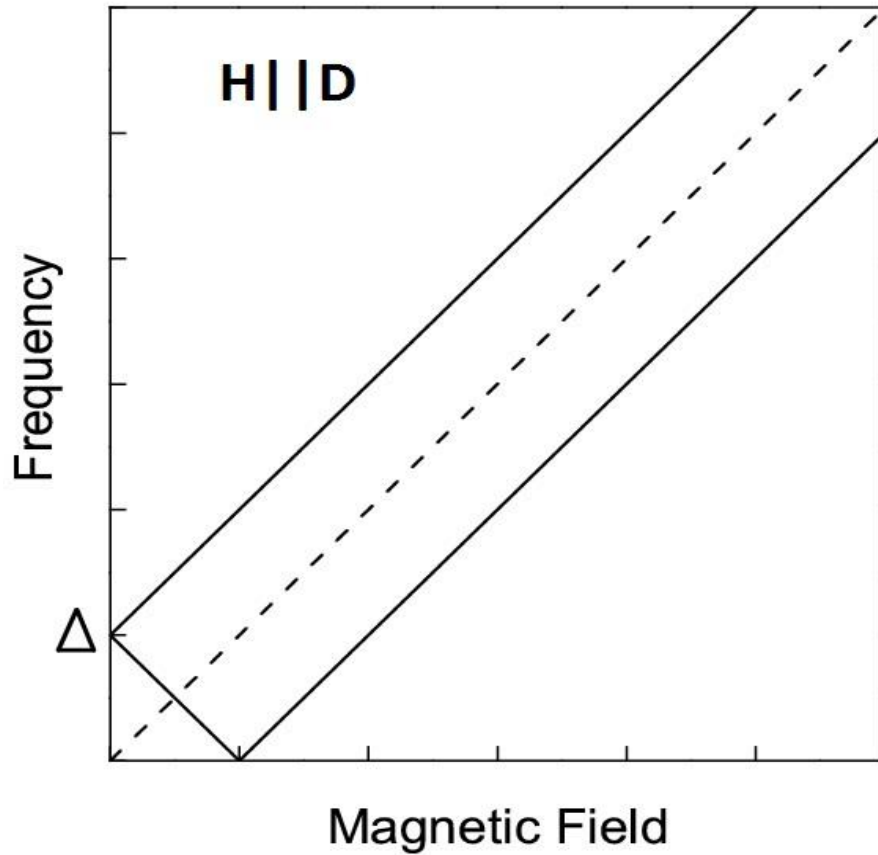
$$S_{\perp}$$

$$D \parallel H \parallel z$$



Дублет является следствием континуума (фермионных возбуждений) и **однородного** взаимодействия Дзялошинского-Мории. Расстояние между линиями дублета равно ширине континуума при $q=D/J$ в цепочке с $D=0$.

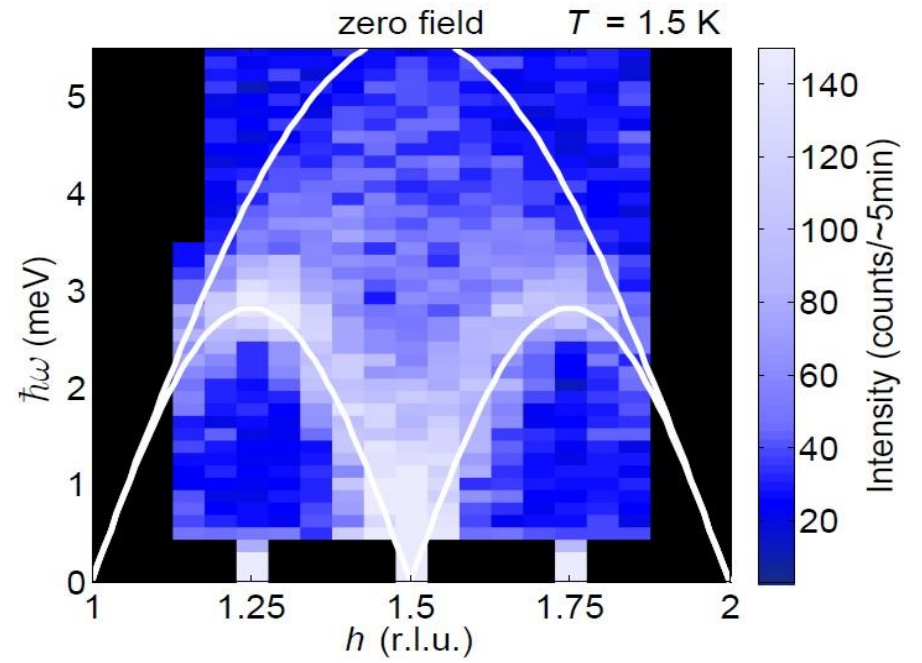
Частотно-полевые зависимости для магнитного резонанса спинов в Цепочке с однородным взаимодействием Дзялошинского-Мории



$$H \parallel D, \nu = g\mu_B H \pm \frac{\pi}{2} D$$

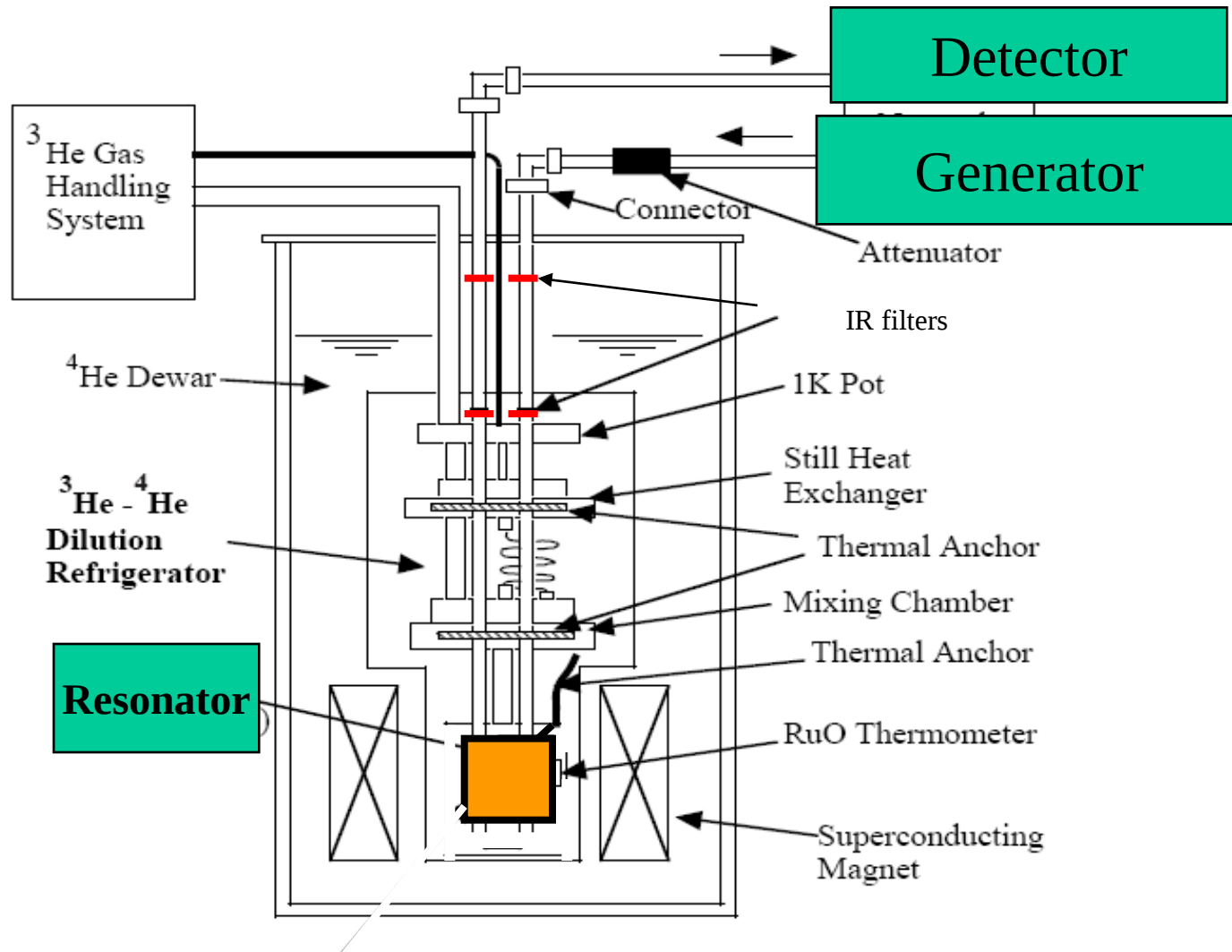
$$H \perp D, \nu = \sqrt{(g\mu_B H)^2 + \frac{\pi^2}{4} D^2}$$

В нулевом поле имеется
щель, а параметра порядка нет!



M. Hälg et al, PRB (2014)

Микроволновый спектрометр в криостате растворения



$T = 0.05\text{--}20\text{ K}$

$B = 14\text{ T}$

Freq. range 1-300 GHz

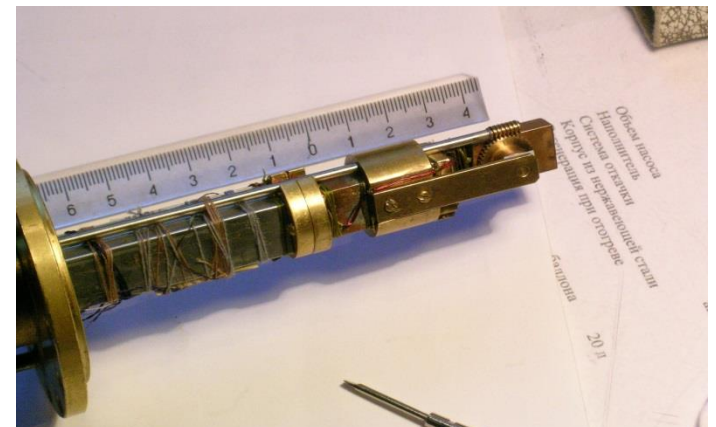
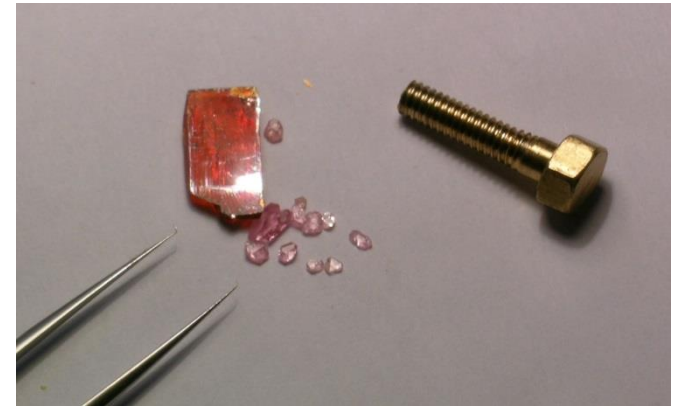
After Sakon et al JPSJ 72 (2003)

Спектроскопия магнитного резонанса

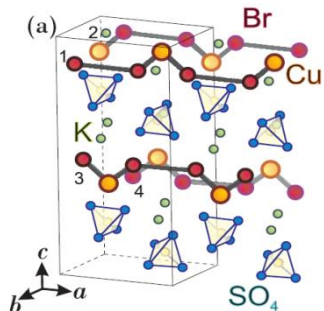
$f=1-250\text{ GHz}$

$T=0.04-1\text{ K}, 0.4-4\text{ K}, 1.3-300\text{ K}$

$H=14\text{ T}$

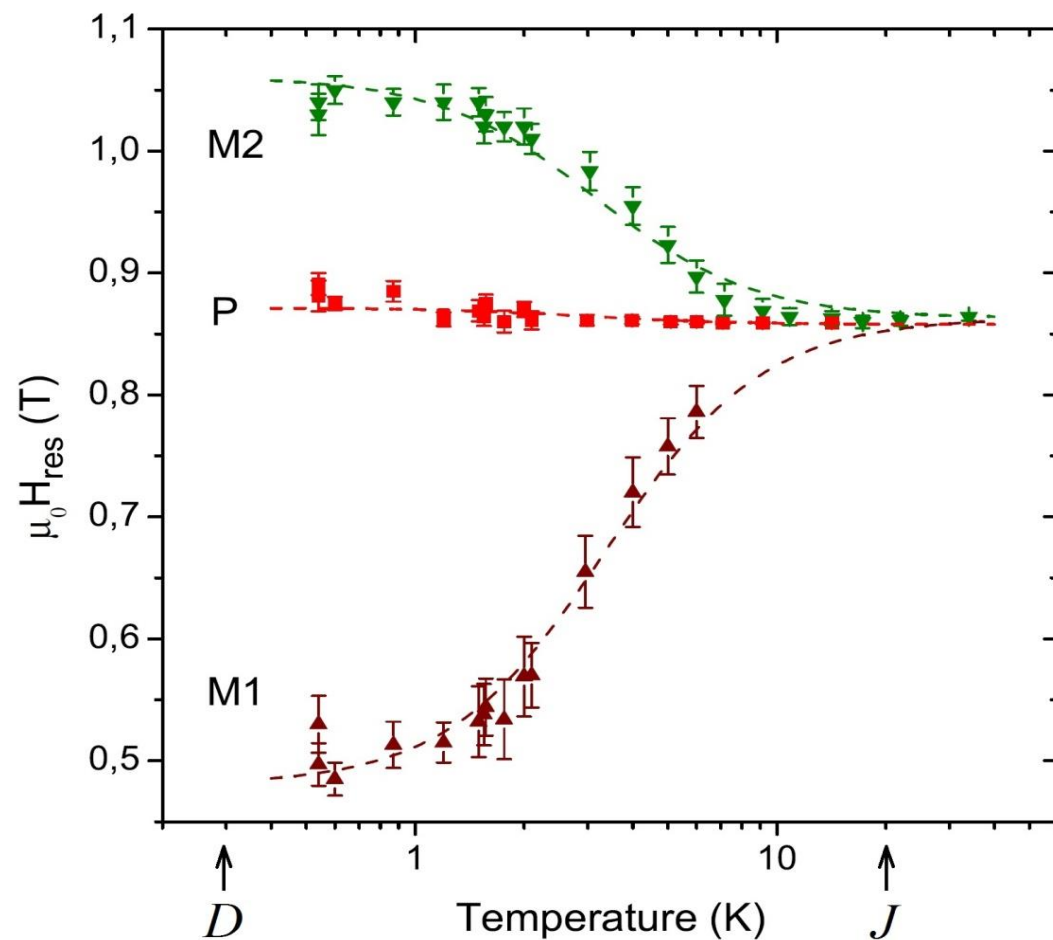
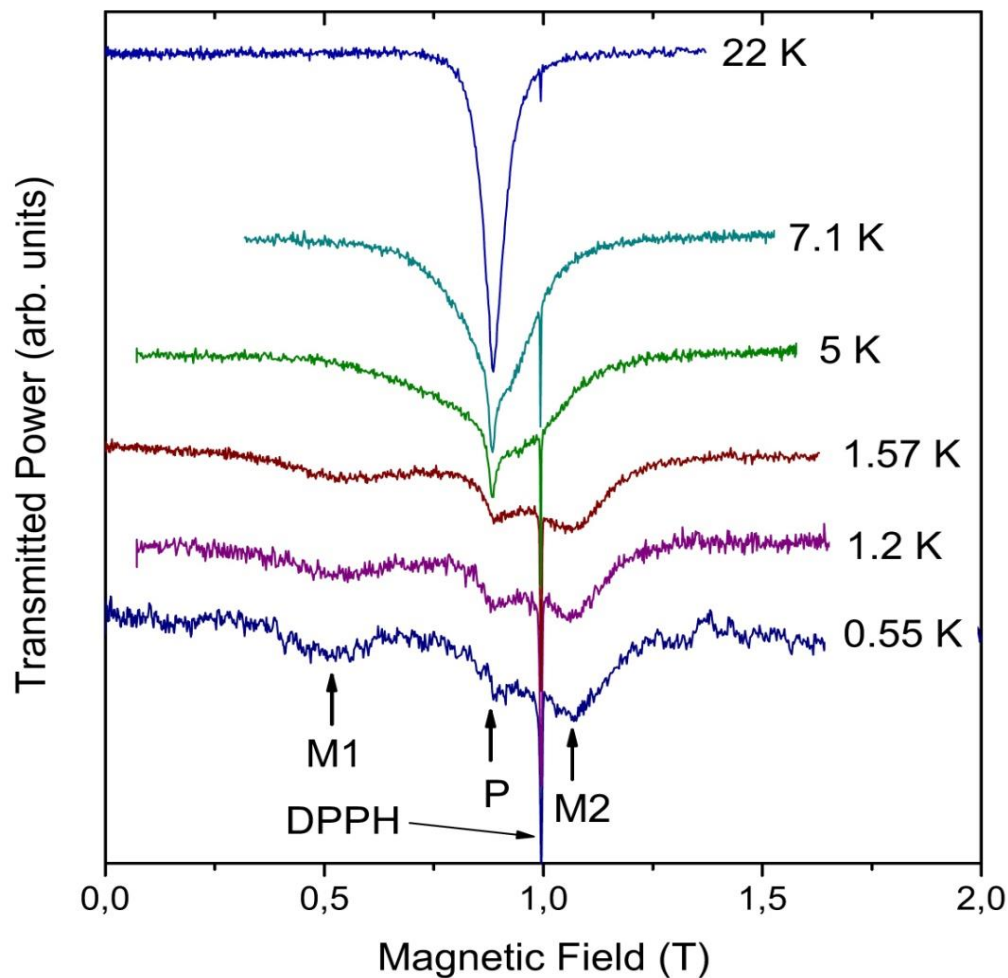






$\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$: при охлаждении *действительно* появляется дублет линий

$\mathbf{H} \parallel b$ Частота 27.8 ГГц



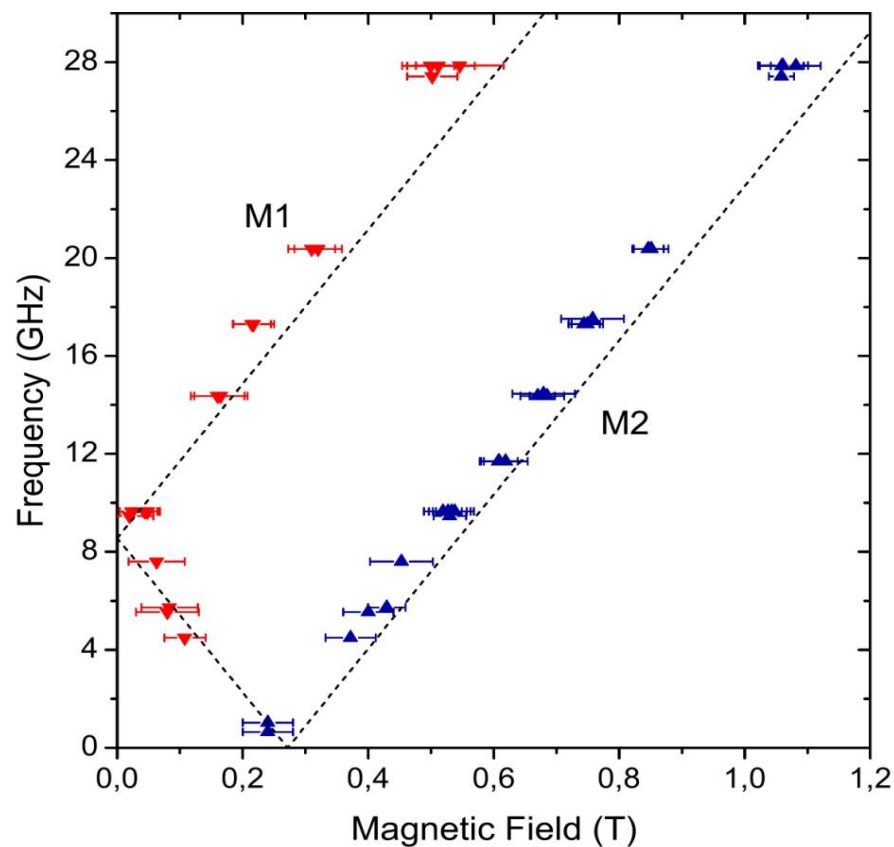
$$H \parallel D$$

Спиновый дублет исчезает

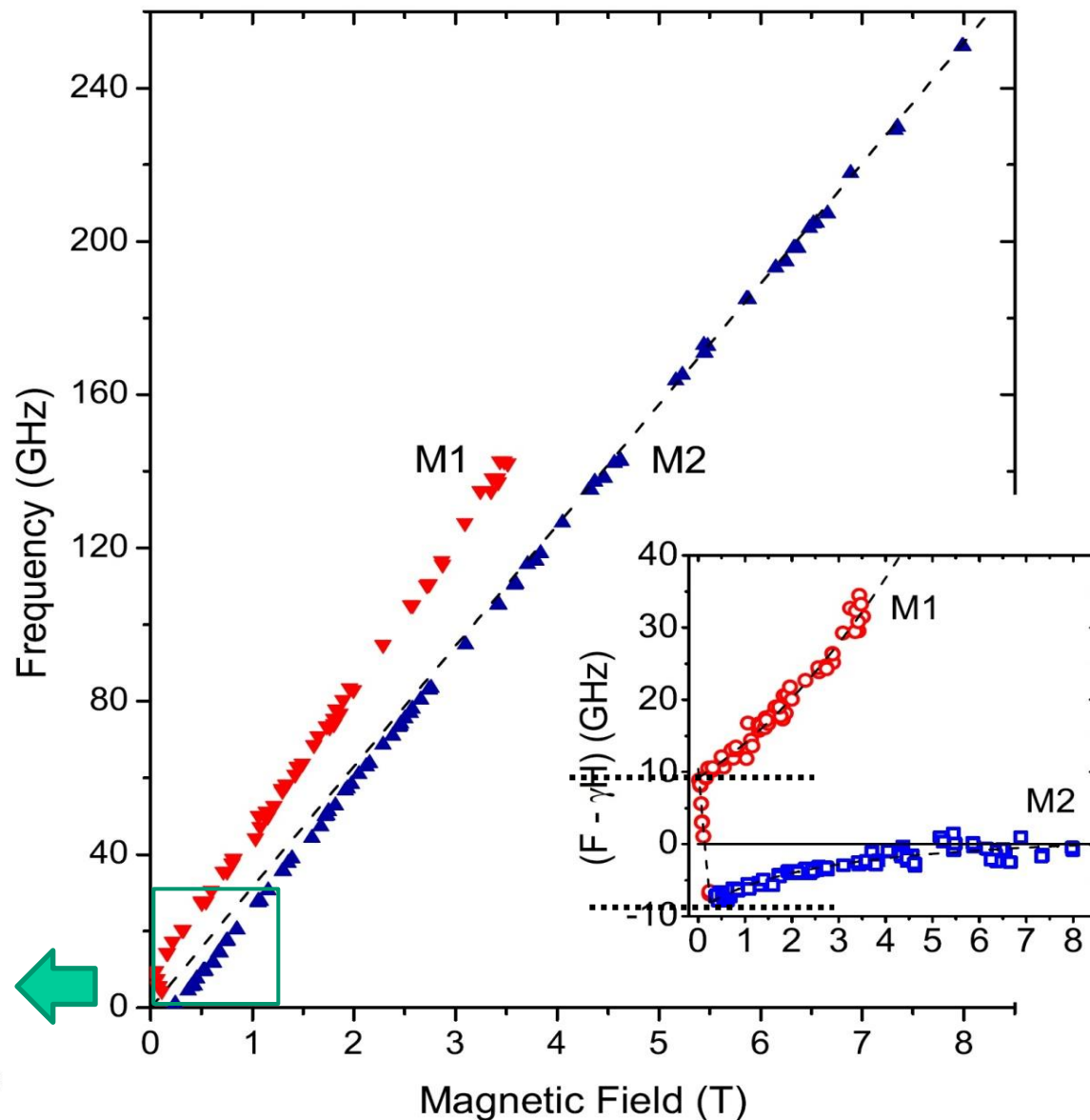
в поле $H_{col} \cong 3.5$ T

Пунктирные линии – теория при

$D = 0.27$ K

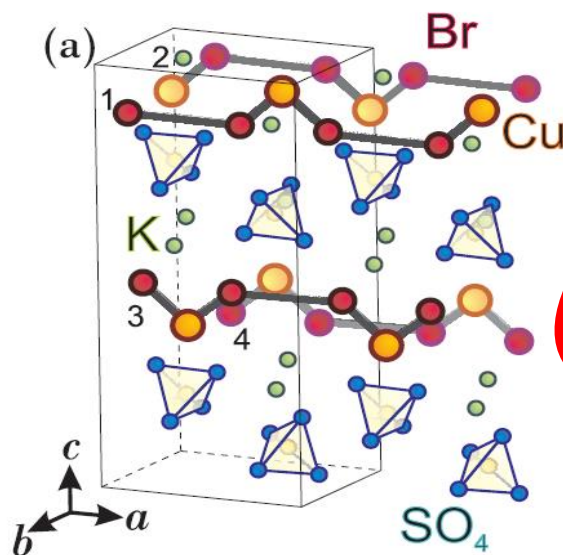
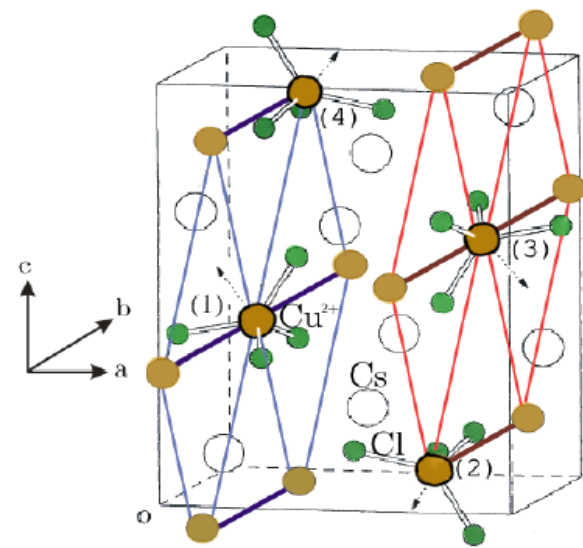


Здесь нет подгоночных параметров



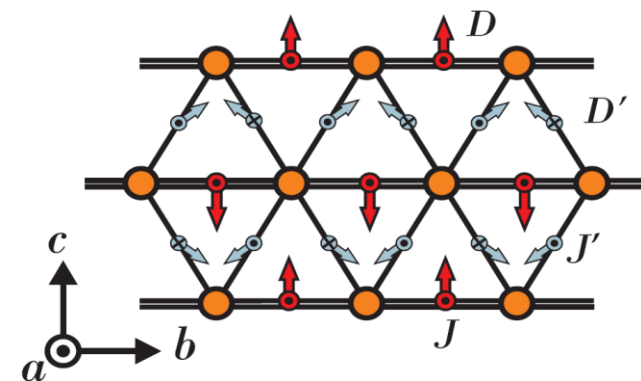
$T = 1.3$ K

Smirnov et al PRB 2015

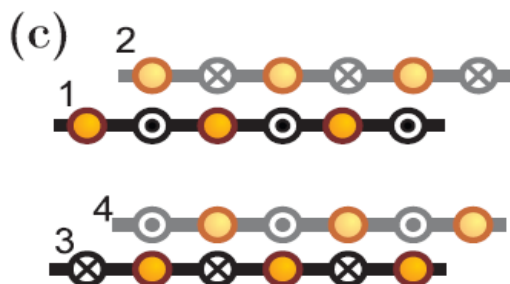
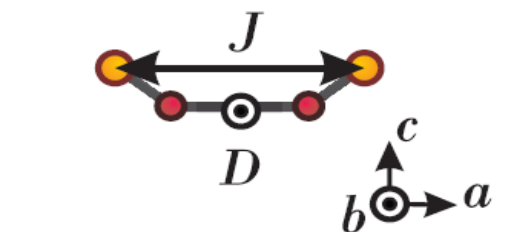


Пока известно только два
цепочечных АФМ
с однородным ВДМ

Cu^{2+} ($S=1/2$)

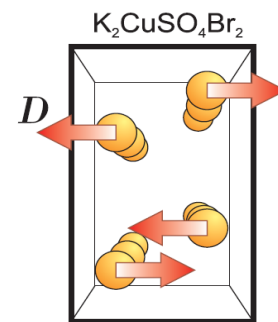
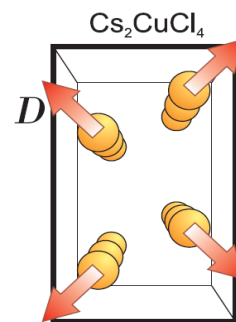


$J/J'=3$. J' is frustrated
 $J=4\text{ K}$ $T_N=0.6\text{ K}$



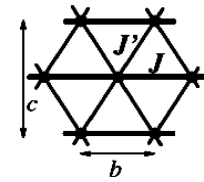
$J/J'=600$

$J=20\text{ K}$
 $T_N \sim 0.07\text{ K}$

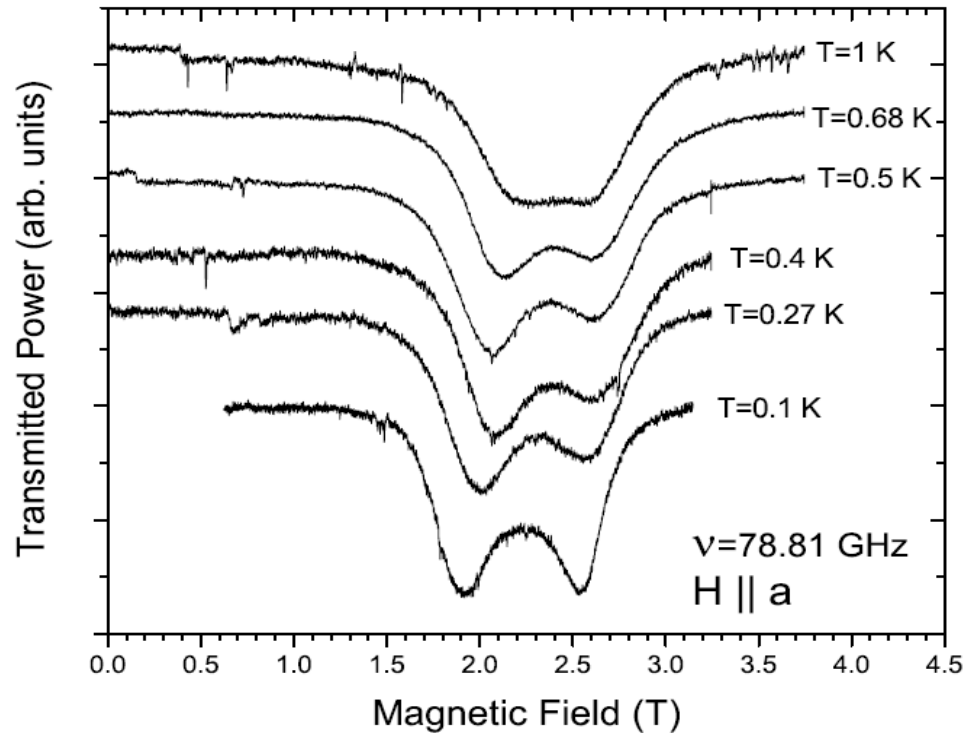


$$\mathcal{H} = \sum_n J(\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n+1}) + (\mathbf{D} \cdot [\mathbf{S}_n \times \mathbf{S}_{n+1}]) - \mu_B g(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_n)$$

ESR в спин-жидкостной фазе Cs_2CuCl_4

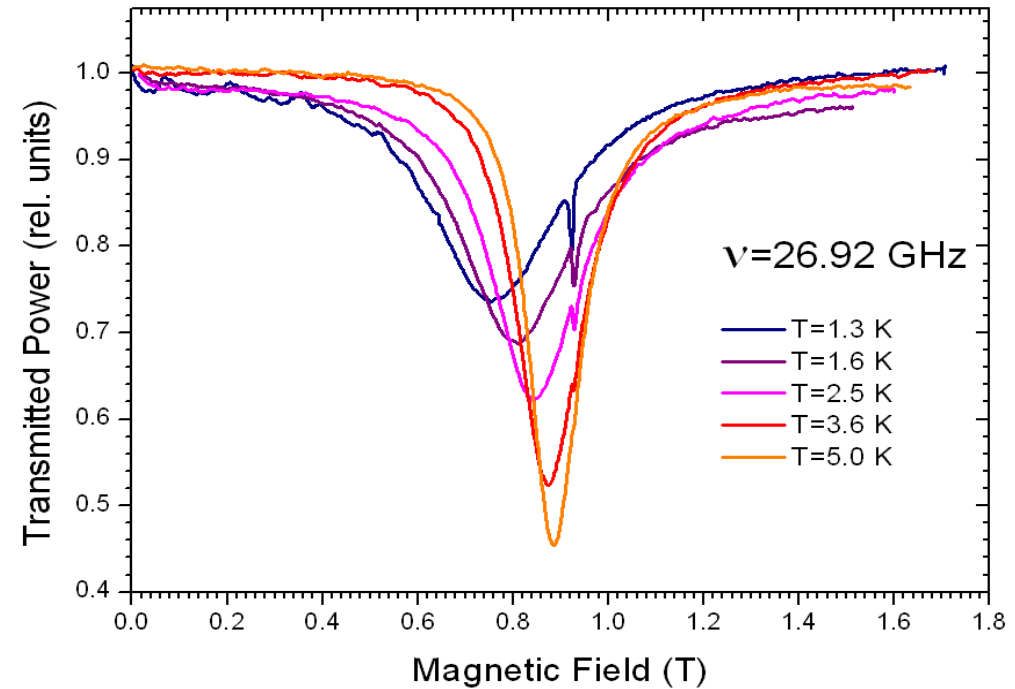


Дублет при $H \parallel D$



Smirnov et al. PRB 2012

Одиночная линия и сдвиг при $H \perp D$

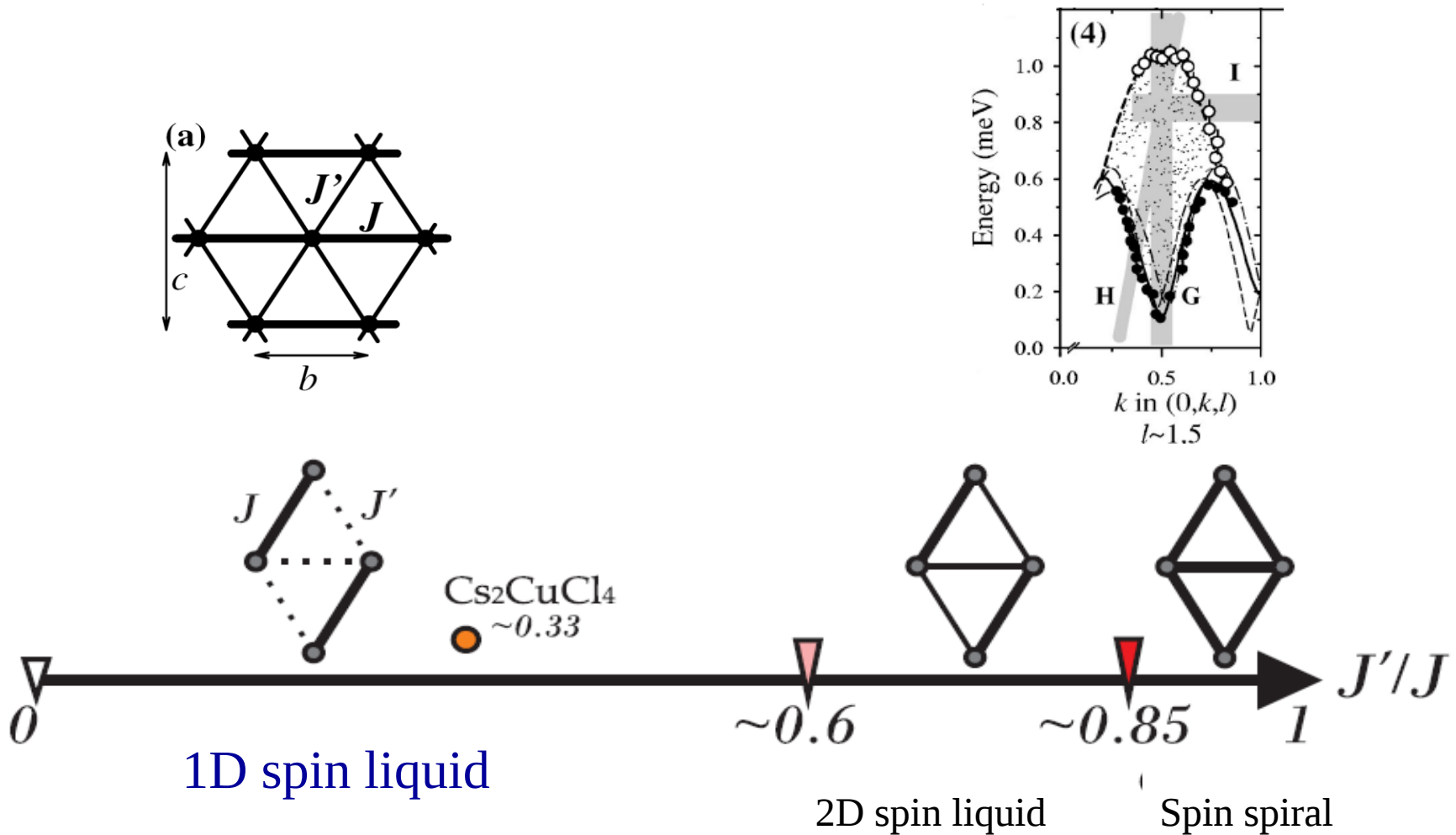


Povarov et al. PRL 2011

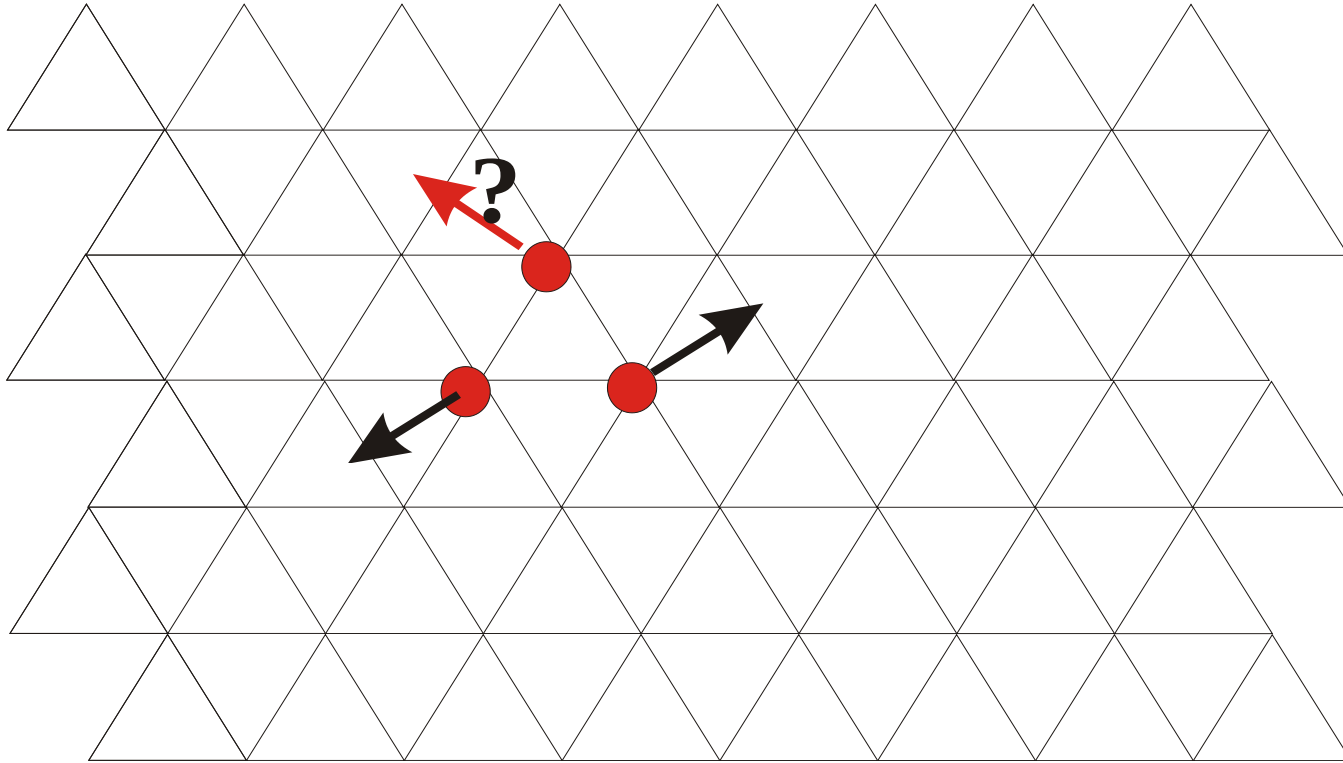
Спиноны в треугольном АФМ.

Почему цепочечный спектр (континуум и дублет ЭСР) в треугольном АФМ?

Фрустрация обменов J' приводит к расщеплению цепочек в Cs_2CuCl_4



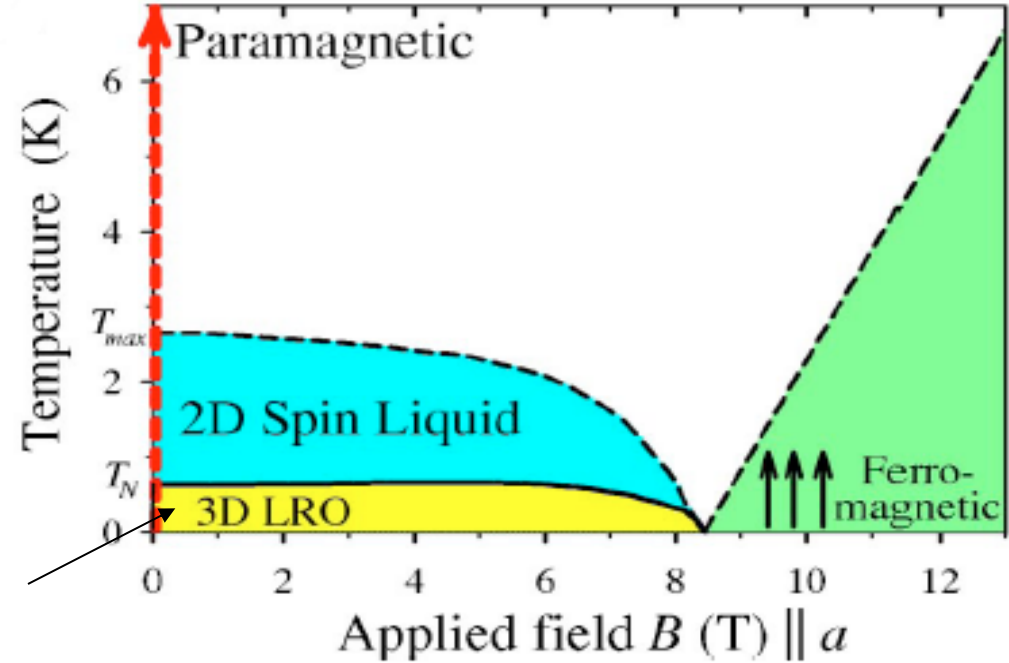
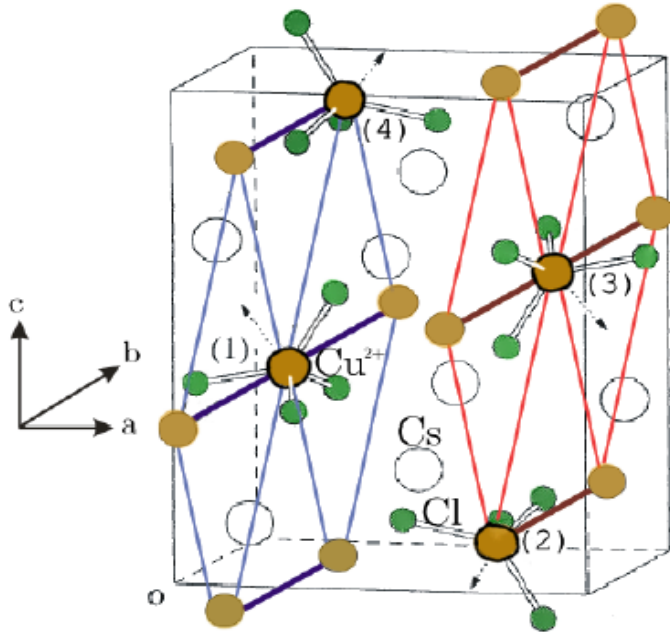
$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \hat{\mathbf{S}}_i \hat{\mathbf{S}}_j$$



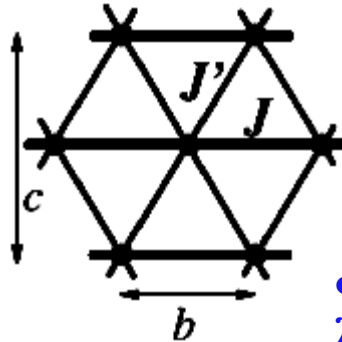
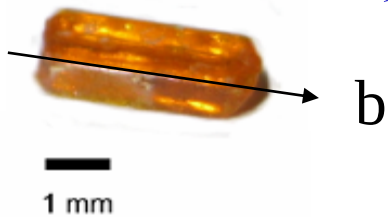
Фрустрация обменного взаимодействия

2D AFM Cs₂CuCl₄

R. Coldea et al, PRL **88** 137203 (2002), PRB 2003



Reduced 3DLRO $\delta S/S=0.25$



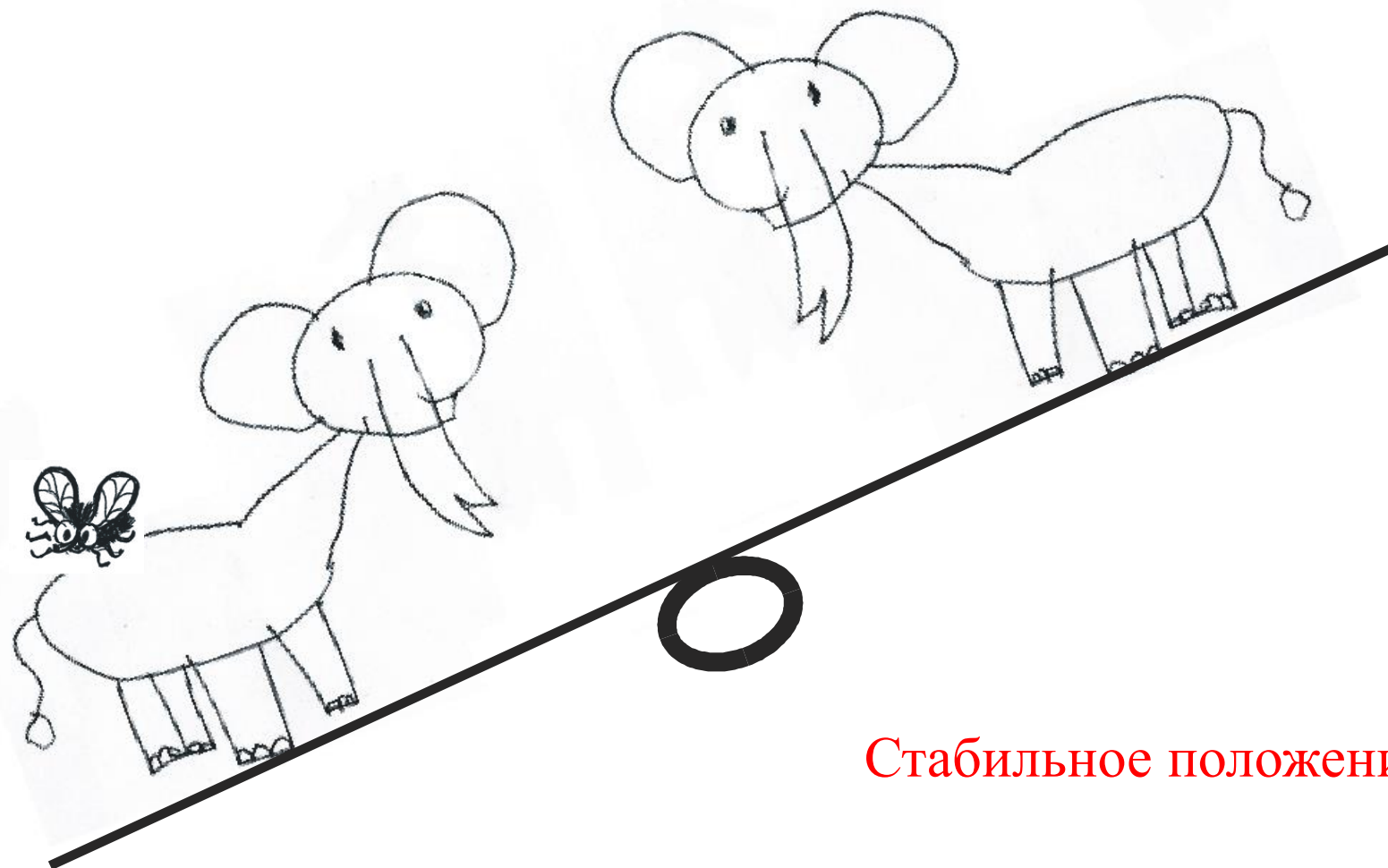
$$J = 0.375(5) \text{ meV}$$

$$J'/J = 0.33(1)$$

$$J'' \sim 0.05J$$

Фрустрация поддерживает спиновую
Жидкость и препятствует упорядочению
Возникающее при низкой температуре упорядочение
Оказывается слабым: $S_z \ll 1/2$

$\text{Cu}^{2+}, S=1/2$

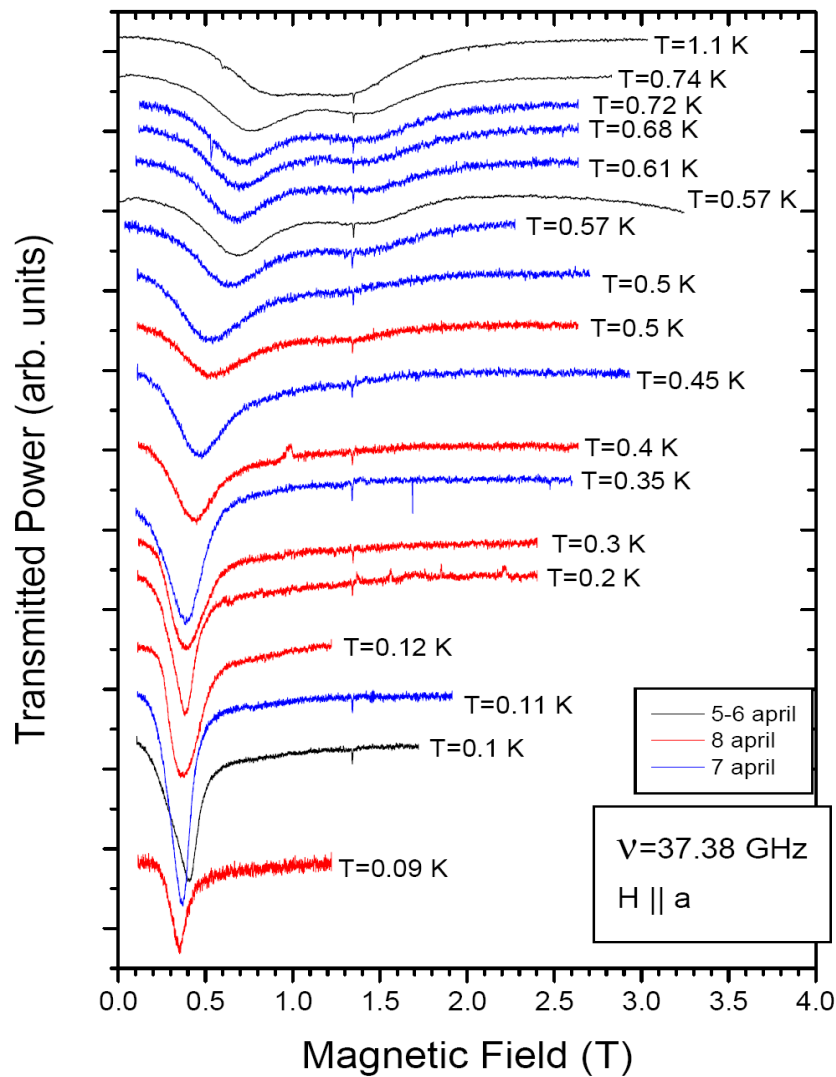


Стабильное положение

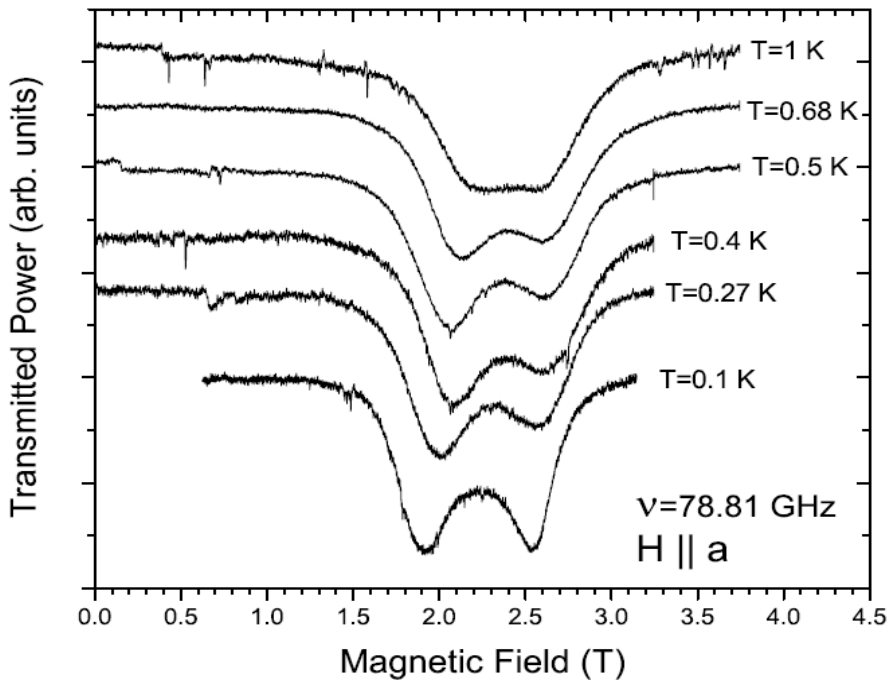
В упорядоченной фазе квантовые флуктуации уменьшают S_z на 25%.
Каким будет спектр возбуждений – как в упорядоченном АФМ
или как в спиновой жидкости?

Различная эволюция сигнала ЭСР при охлаждении

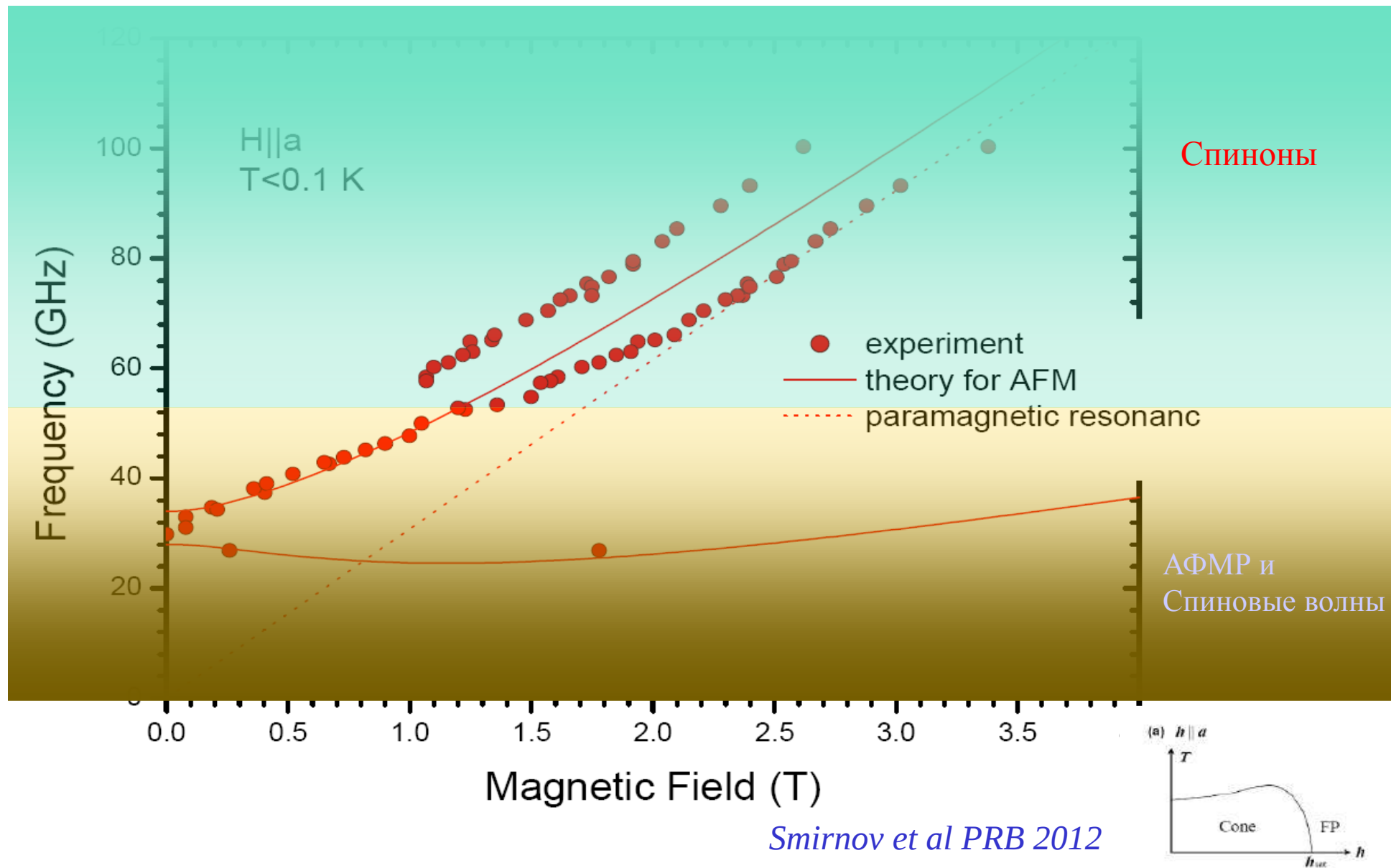
Низкая частота



Высокая частота



$$J/h = 90 \text{ GHz}$$



Квантовые спиновые цепочки:

Классический порядок отсутствует.
Основное состояние сильно флуктуирует.

Хорошо определенные квазичастицы существуют (их скорость выше, чем в классическом случае).

Квазичастицы имеют эффективный спин $S=1/2$ или $S=1$.
Это эффективный спин коллективного возбуждения макроскопической спиновой системы.

Эксперименты по нейтронному рассеянию
и электронному спиновому резонансу позволяют идентифицировать
тип квазичастиц и спиновых корреляций или тип магнитного порядка

Квантовая макроскопическая физика с неожиданными результатами.

Концепции

Квантовые флуктуации приводят к спин-жидкостным состояниям при $T=0$.

Коллективные возбуждения в квантово-разупорядоченных фазах квантуются и могут иметь целочисленный или дробный спин.

Фрустрация сохраняет квантово-разупорядоченные фазы в случае $d>1$

Сосуществование возбуждений различной природы для “слабого” упорядочения.

Результаты:

Наблюдается магнитный резонанс спинов в цепочках спинов $S=1/2$ с однородным взаимодействием Дзалошинского-Мори, включая специфическую мягкую моду и спиновую щель в нулевом поле.

Нерешенные проблемы:

Нет теоретического описания сосуществования спектров

Теоретическое описание АФМР для “слабого упорядочения” при $T=0$.

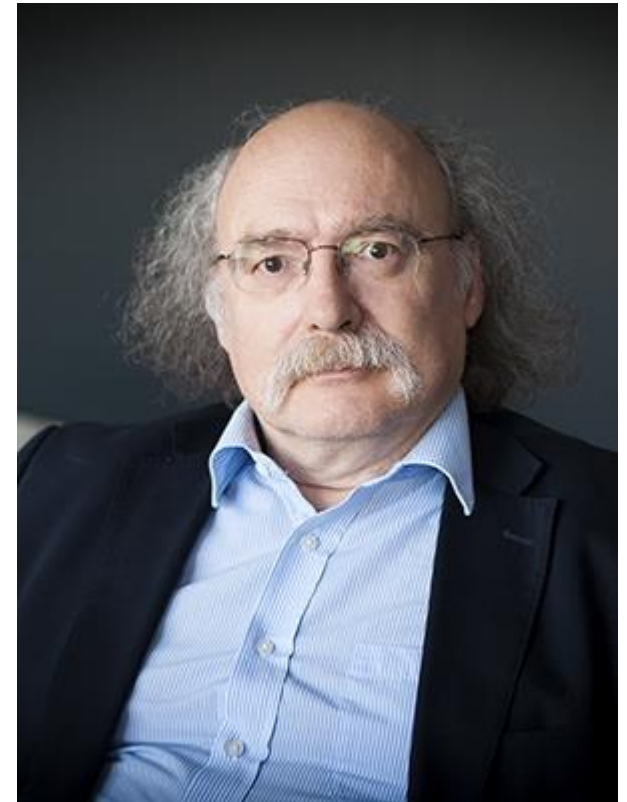
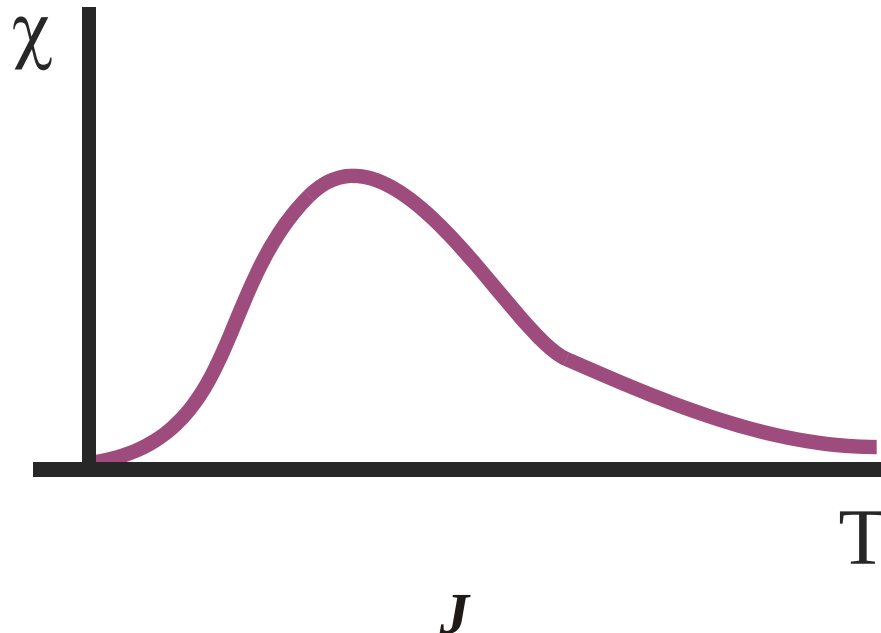
Халдейновские спиновые цепочки $S=1$

$$|g.s.\rangle = \downarrow 0 \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow 0 \uparrow \downarrow \uparrow \uparrow 0 \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow 0 \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow + \dots$$

$$\langle S_z \rangle = 0$$

$$\xi \sim 7$$

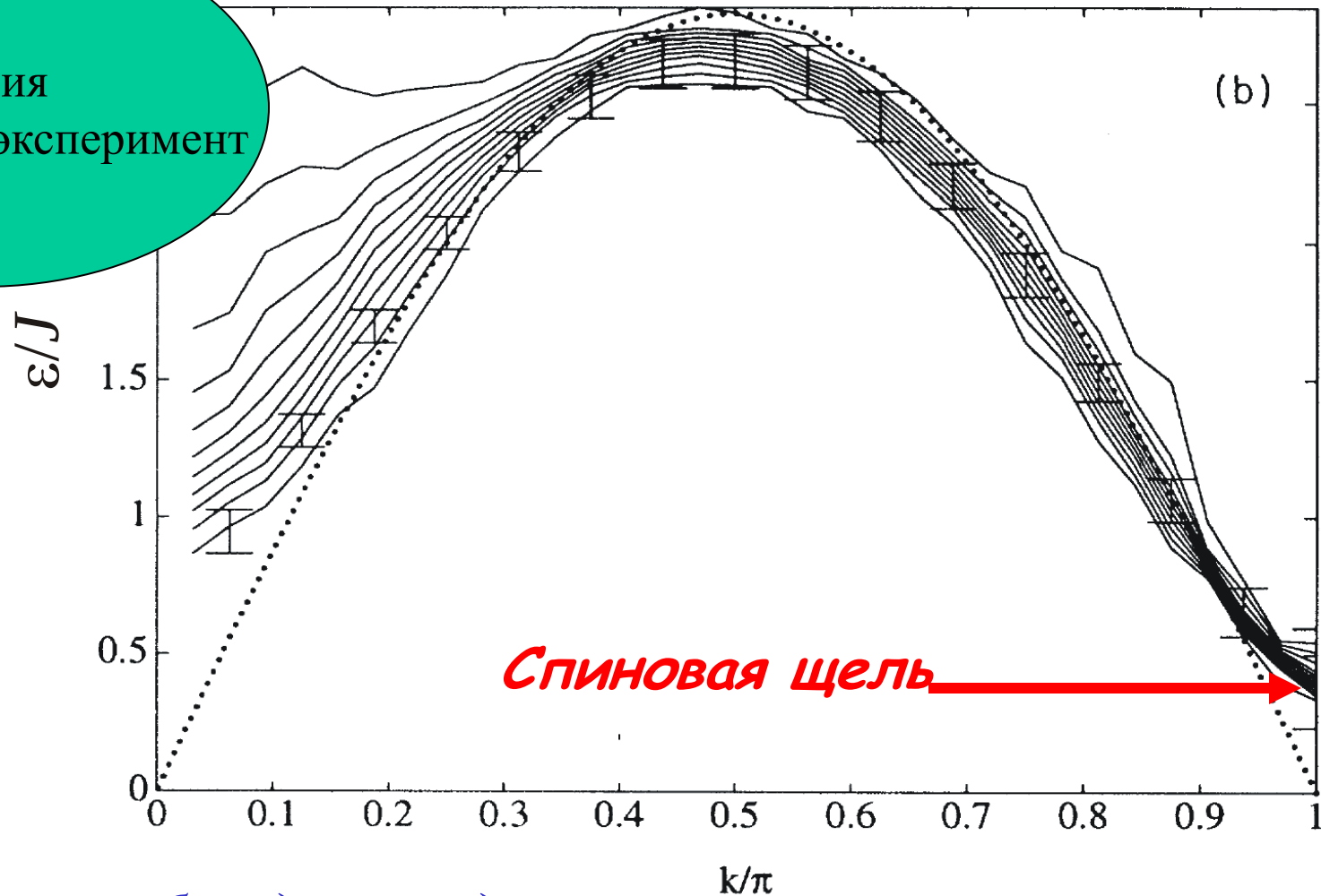
Спиновая щель: $\Delta_H = 0.41J$



Ф.Д.М. Халдейн,
нобелевский лауреат 2016

Триплетные возбуждения в спин-щелевых магнетиках

Теория
и численный эксперимент



Коллективные возбуждения в димерных и халдейновских магнетиках квантованы и несут спин $S=1$

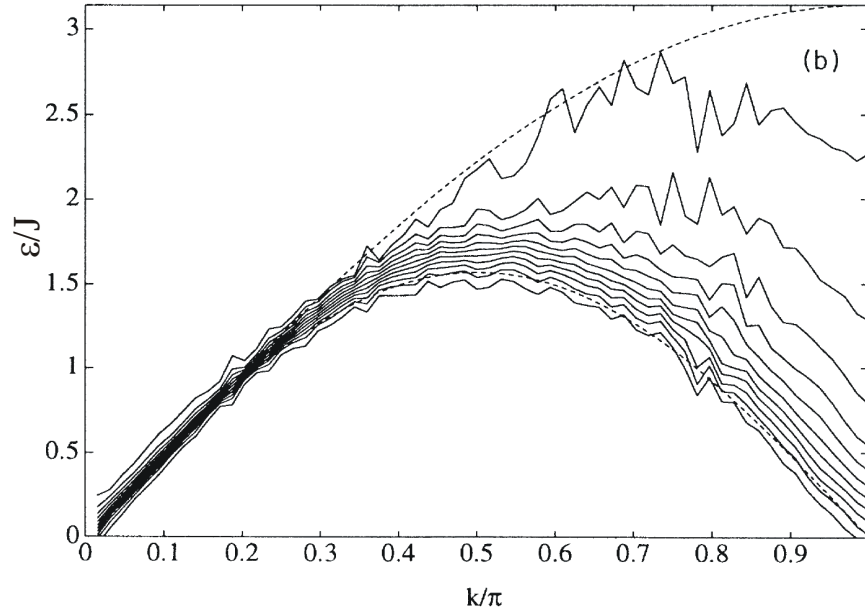
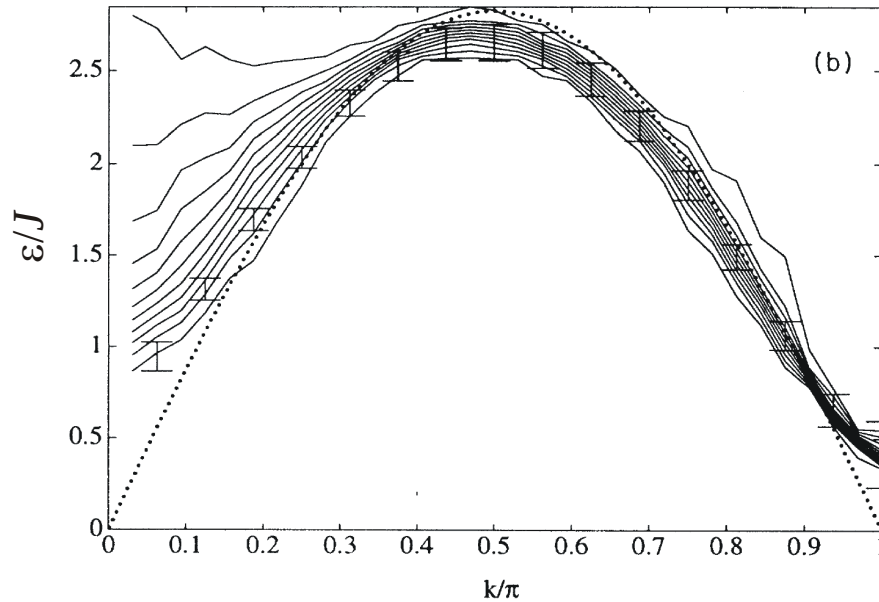
Спектр возбуждений цепочки спинов $S=1$
С.Мешков PRB 1993

Сравнение спектров спиновых цепочек

$S=1$ (Халдейновские цепочки)

Триpletные возбуждения (эффективный спин единица)

Щель в спектре, устойчивость по отношению к упорядочению за счет междоузельного взаимодействия

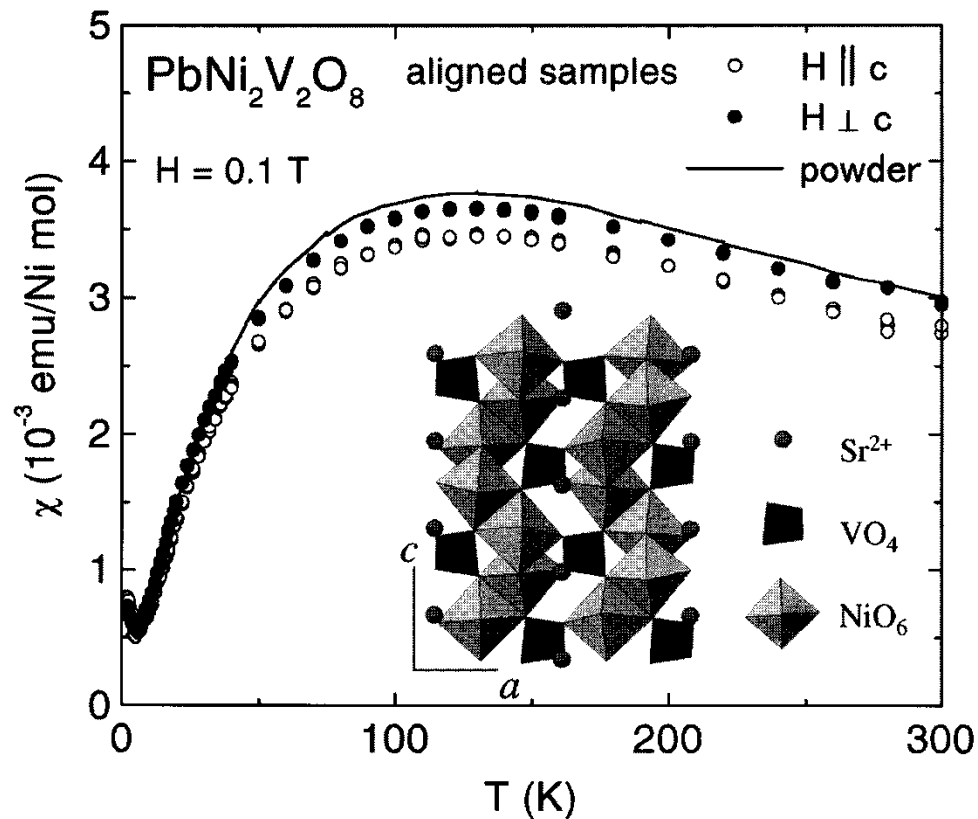


$S=1/2$ “Критические цепочки”

Возбуждения – спиноны (двухспинонный континуум)

Неустойчивость по отношению к упорядочению при $T_N \sim (JJ')^{1/2}$

Структура и восприимчивость “халдейновского” магнетика



Uchiyama et al PRL 1999

TSUJII *et al.*

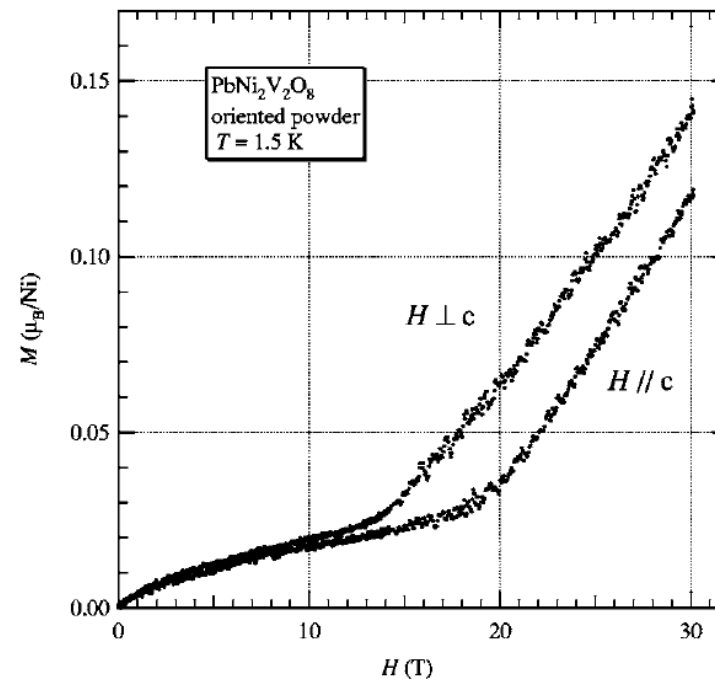


FIG. 1. Field dependence of the magnetization of the $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ powder samples.

Tsujii et al PRB 2005

Квантовые спиновые цепочки:

Классический порядок отсутствует.
Основное состояние сильно флуктуирует.

Хорошо определенные квазичастицы существуют (их скорость выше, чем в классическом случае).

Квазичастицы имеют эффективный спин $S=1/2$ или $S=1$.
Это эффективный спин коллективного возбуждения макроскопической спиновой системы.

Эксперименты по нейтронному рассеянию
и электронному спиновому резонансу позволяют идентифицировать
тип квазичастиц и спиновых корреляций или тип магнитного порядка

Квантовая макроскопическая физика с неожиданными результатами.

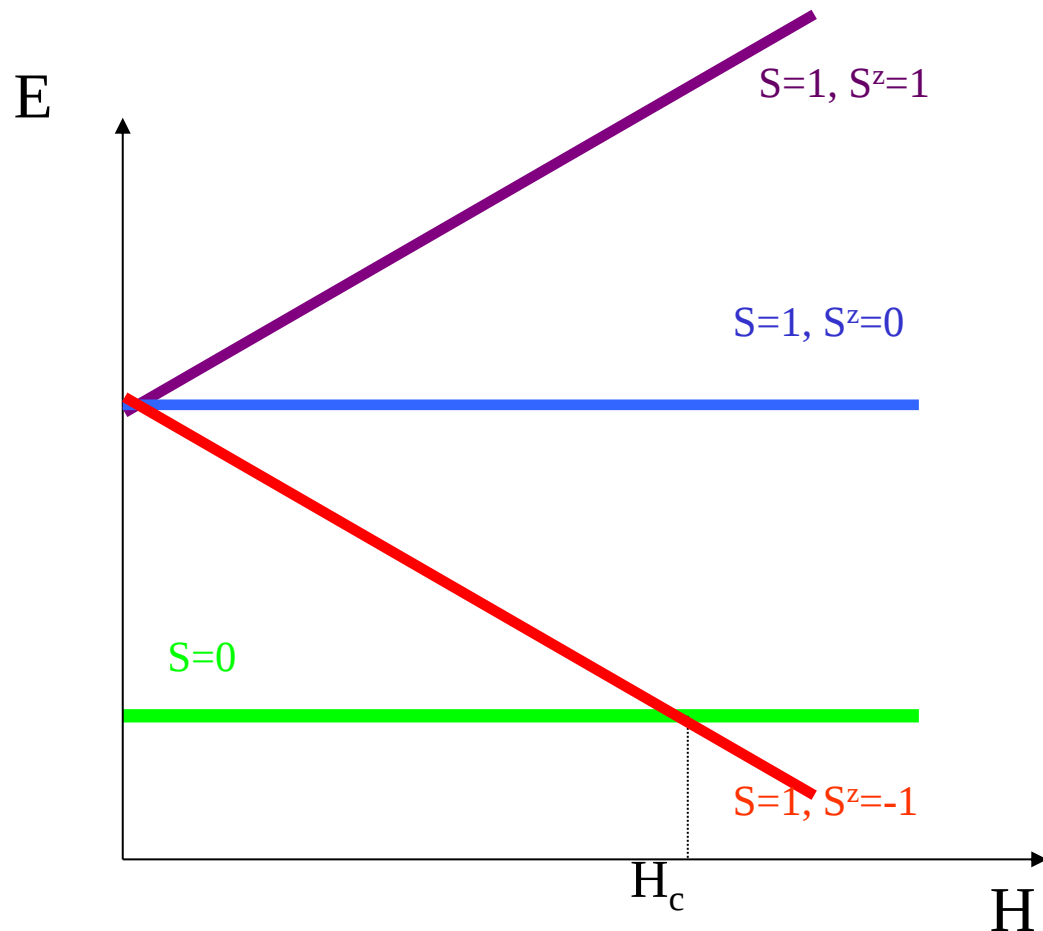
Спасибо за внимание



Как экспериментально распознать

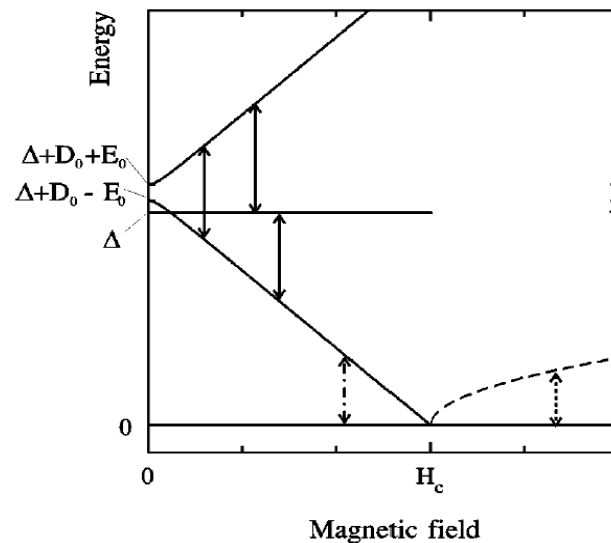
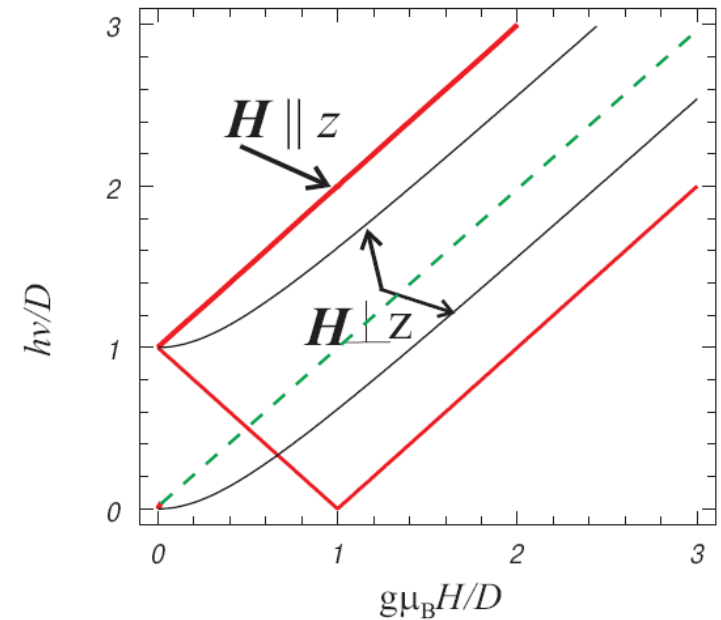
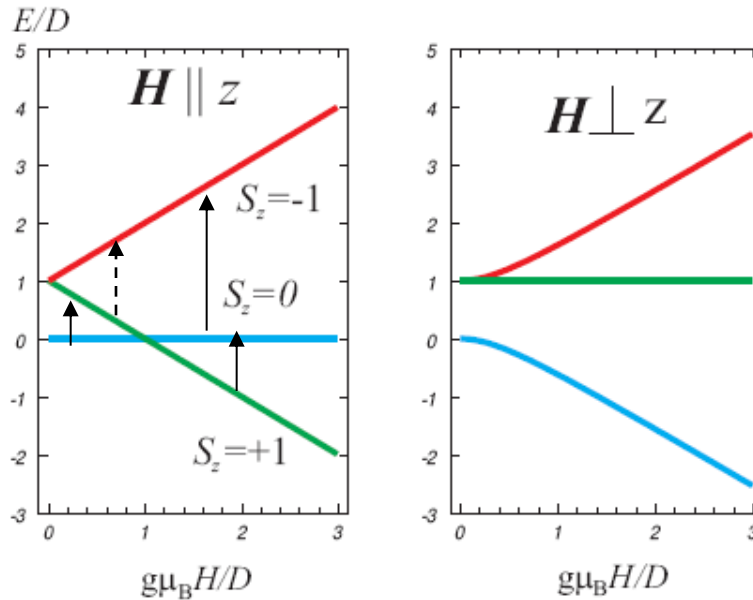
Триpletное ($S=1$) возбуждение в спин-щелевых спиновых жидкостях ?

Триplet в магнитном поле



Расщепление подуровней спина $S=1$ в магнитном и кристаллическом поле

Переходы между уровнями D



$$H = DS_z^2 + g\mu_B HS_z + \Delta + f(k) + \dots$$

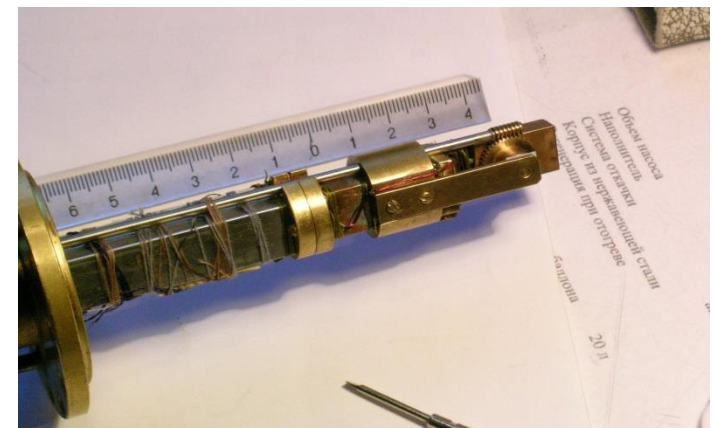
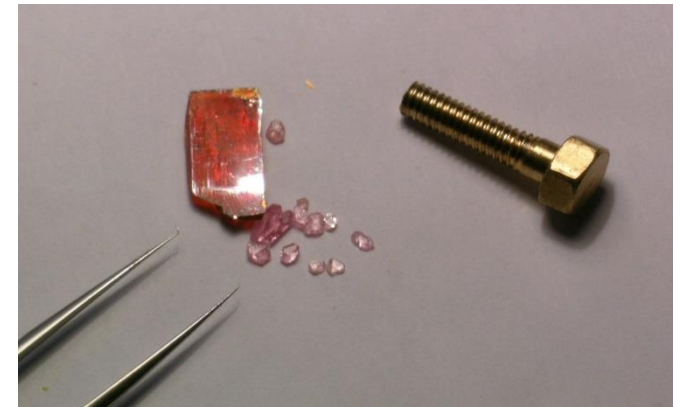
Щель и дисперсия
Коллективных возбуждений
в обменном приближении

Спектроскопия магнитного резонанса

$f=1-250\text{ GHz}$

$T=0.04-1\text{ K}, 0.4-4\text{ K}, 1.3-300\text{ K}$

$H=14\text{ T}$



Triplet spin resonance of the Haldane magnet $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ with interchain coupling

A. I. Smirnov,¹ V. N. Glazkov,¹ T. Kashiwagi,² S. Kimura,² M. Hagiwara,² K. Kindo,³ A. Ya. Shapiro,⁴ and L. N. Demianets⁴

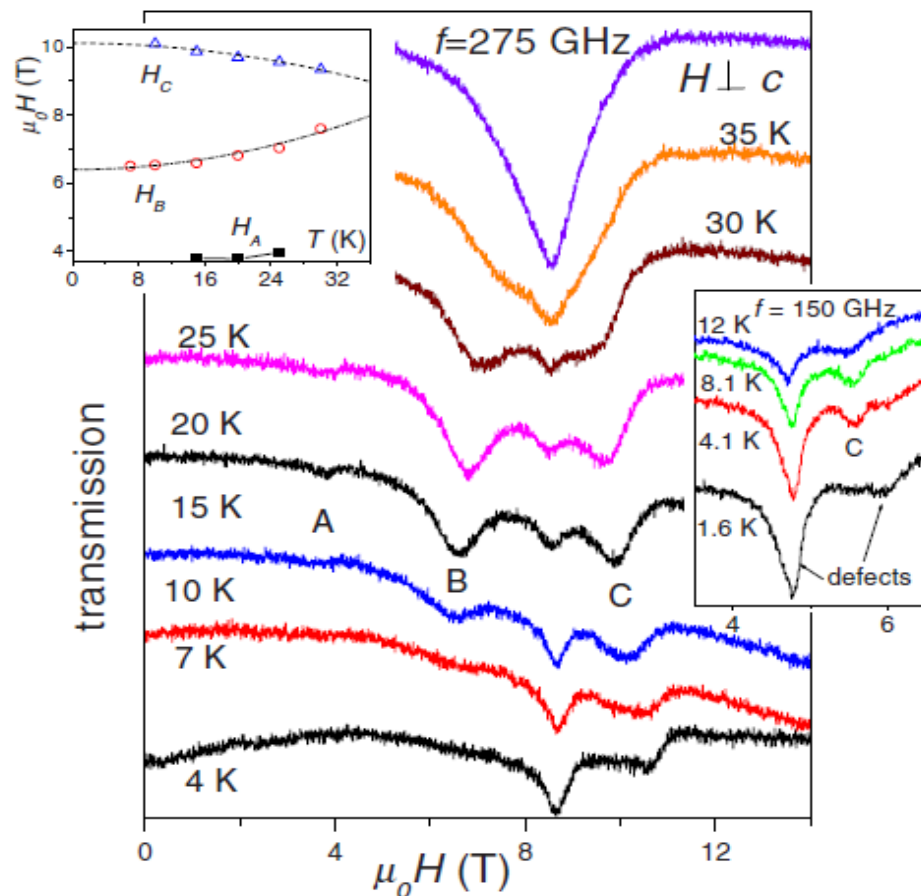


FIG. 2. (Color online) 275 GHz ESR spectra of a $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ aligned sample measured at different temperatures for H perpendicular to the alignment axis. Upper inset: Temperature dependence of the ESR fields A, B, and C. $f=275$ GHz. Lines are a guide for the eye. Lower inset: 150 GHz ESR of a ceramic sample.

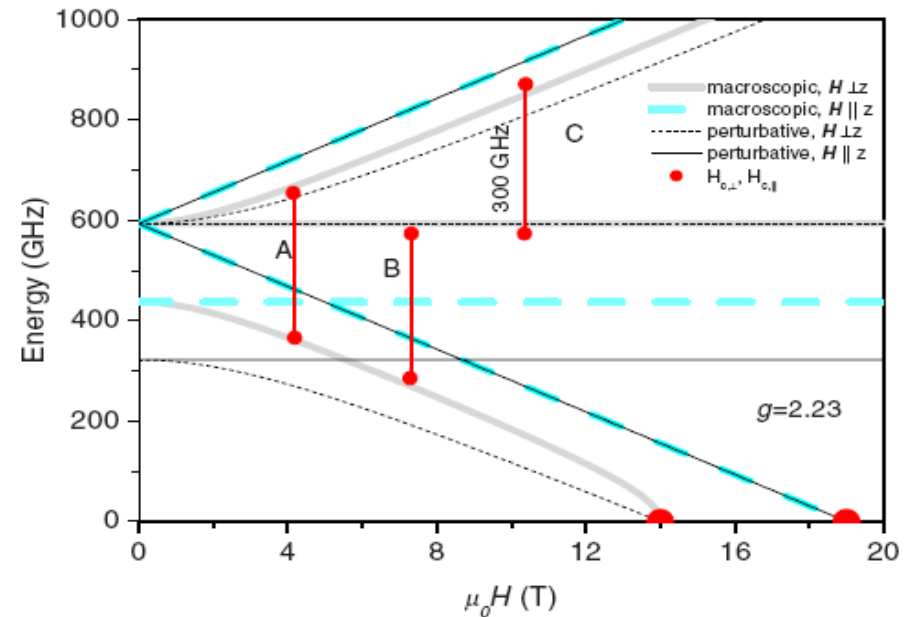
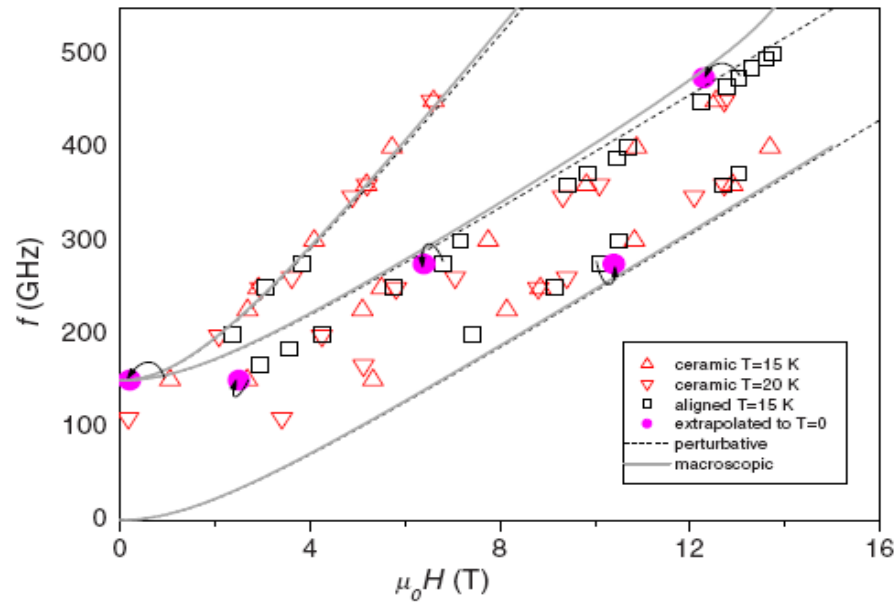
Haldane magnet possesses triplet excitations

Triplet spin resonance of the Haldane magnet $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ with interchain coupling

A. I. Smirnov,¹ V. N. Glazkov,¹ T. Kashiwagi,² S. Kimura,² M. Hagiwara,² K. Kindo,³ A. Ya. Shapiro,⁴ and L. N. Demianets⁴

TRIPLET SPIN RESONANCE OF THE HALDANE MAGNET...

PHYSICAL REVIEW B 77, 100401(R) (2008)



Gaps: 440 and 590 GHz

$D_{\text{eff}} = 150$ GHz

Perturbative approach fails to describe resonant frequencies and critical fields.

Macroscopic approach corresponds to the experiment.

Квантовые спиновые цепочки:

Классический порядок отсутствует.
Основное состояние сильно флуктуирует.

Хорошо определенные квазичастицы существуют (их скорость выше, чем в классическом случае).

Квазичастицы имеют эффективный спин $S=1/2$ или $S=1$.
Это эффективный спин коллективного возбуждения макроскопической спиновой системы.

Эксперименты по нейтронному рассеянию
и электронному спиновому резонансу позволяют идентифицировать
тип квазичастиц и спиновых корреляций или тип магнитного порядка

Квантовая макроскопическая физика с неожиданными результатами.

Спасибо за внимание

