ПИЯФ

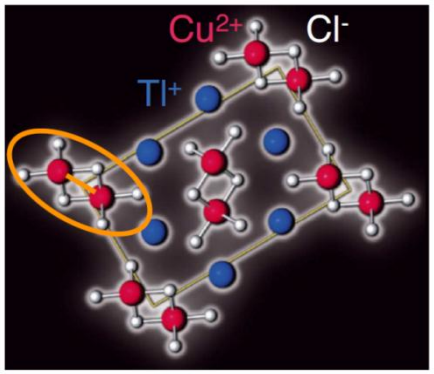
Локализованные и распространяющиеся возбуждения в спиновых жидкостях с разупорядоченными обменами

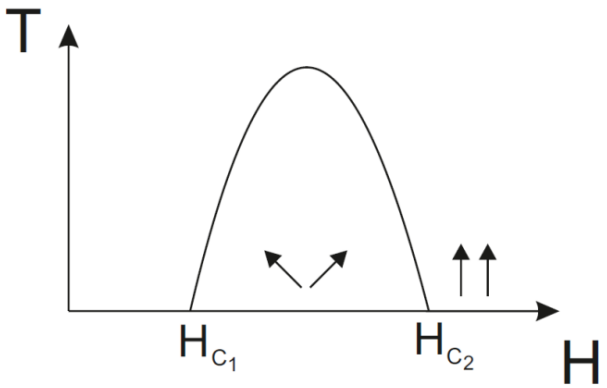
***Утёсов О.И.*, Сизанов А.В., Сыромятников А.В.**

Спин-жидкостные магнетики в магнитном поле

Димерные магнетики

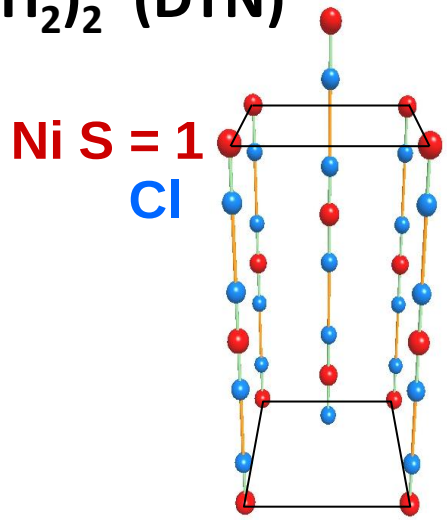
$TlCuCl_3$





Магнетики с целым спином и большой одноионной анизотропией типа легкая плоскость

$NiCl_2$-4SC$(NH_2)_2$ (DTN)



$$\mathcal{H} = \sum_i \mathcal{J}\mathbf{S}_{i,1}\cdot\mathbf{S}_{i,2} + \sum_m \sum_{\langle i,j\rangle} J_{ij}\left(\mathbf{S}_{i,1}\cdot\mathbf{S}_{j,1} + \right.$$
$$\left. + \mathbf{S}_{i,2}\cdot\mathbf{S}_{j,2}\right) - h\sum_i \left(S^z_{i,1} + S^z_{i,2}\right), \mathcal{J} \gg |J_{ij}|$$

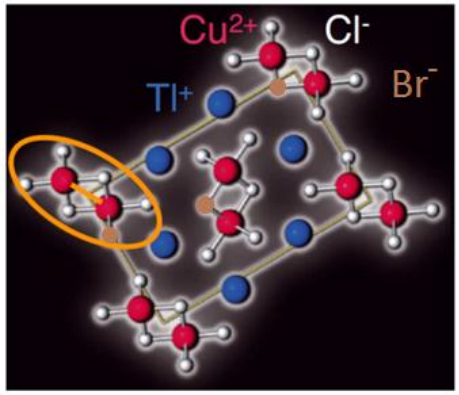
$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i,j\rangle} J_{ij}\mathbf{S}_i\cdot\mathbf{S}_j + \mathcal{D}\sum_i (S^z_i)^2 - h\sum_i S^z_i, \mathcal{D} \gg |J_{ij}|$$

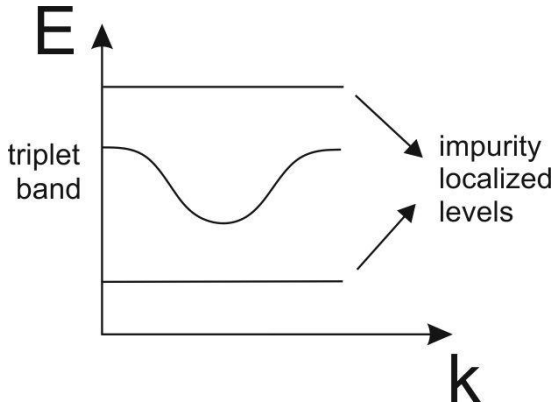
Спектр элементарных возбуждений во всех фазах со щелью

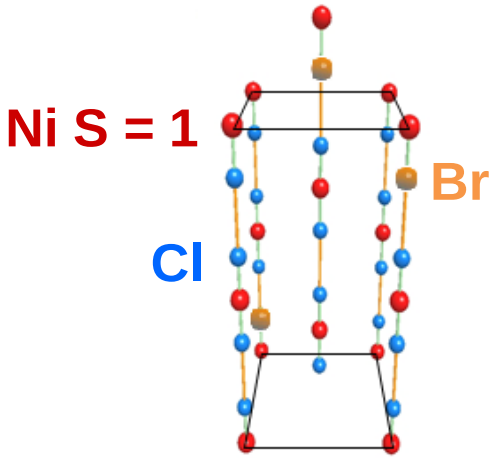
$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \Delta + \frac{1}{2}(J_{\mathbf{k}} - J_{\mathbf{k_0}})$$

Вблизи минимума спектра $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \Delta + \frac{1}{2}|J|\kappa^2, \boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k} - \mathbf{k_0}$

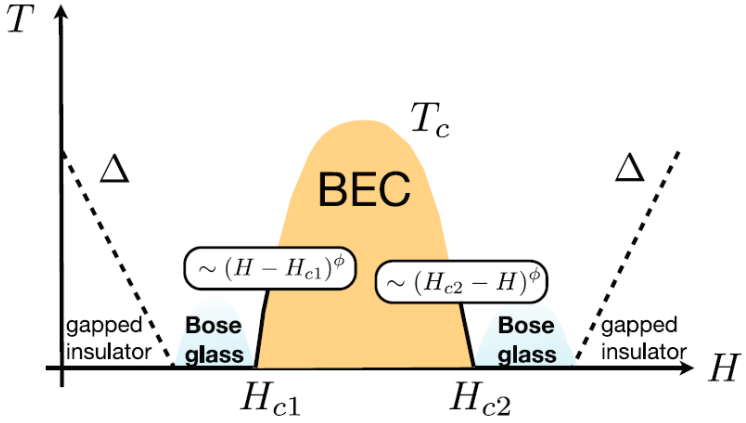
Мотивация







L. Pollet, N.V. Prokof'ev, B.V. Svistunov, and M. Troyer, Phys. Rev. Lett. **103**, 140402 (2009) – *прямой квантовый фазовый переход между сверхтекучей фазой и моттовским изолятором в бозонных системах с вмороженным беспорядком невозможен*



Нейтронные экспериментальные данные (например для IPA-$Cu(Cl_xBr_{1-x})_3$ и $(C_4H_{12}N_2)Cu_2(Cl_xBr_{1-x})_6$) интерпретируются, как если бы все возбуждения в зоне оставались распространяющимися в системе с разупорядоченными обменами

Мы предлагаем анализ всех щелевых фаз в 1D, 2D и 3D случаях магнетиков с разупорядоченными обменами

Методы

Приближение Т-матрицы

Поправки к наблюдаемым в первом порядке по концентрации **c**

Функция Грина системы с дефектами

$$G(\mathbf{k}, E) = \frac{1}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}} - cT(\mathbf{k}, E)}$$

Т-матрица для беспорядка только в $\mathcal{J}$ и $\mathcal{D}$:

$$T(\mathbf{k}, E) = \frac{u}{1 - uG_{00}(E)}$$, где

$\mathcal{G}_{ij}$ – координатная функция Грина чистой системы,
u=$\mathcal{J}_{\text{imp}}$ -$\mathcal{J}$ или u=$\mathcal{D}_{\text{imp}}$ -$\mathcal{D}$

Плотность состояний

$$g(E) = g_0(E) - c\frac{u^2 g_0(E)\Re(dG_{00}/dE) + u(1 - u\Re(G_{00}(E)))dg_0/dE}{[(1 - u\Re(G_{00}(E)))^2 + (\pi u g_0(E))^2]}$$

Численный анализ (только для 1D и 2D)

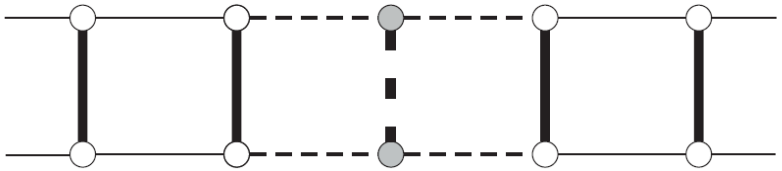
- Случайное распределение дефектов
- Точная диагонализация гамильтониана (до 15000 ячеек)
- Усреднение по большому числу конфигураций (вплоть до10^5)

Одномерные системы

Спектр чистых систем

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \Delta + |J| + J\cos k,$$

где $\Delta = \mathcal{J} - h - |J|$ для фазы в небольших магнитных полях



Спектр и затухание для беспорядка в J или $\mathcal{D}$

$$E_k = \Delta + |J| + J\cos k + c\frac{uJ^2\sin^2 k}{J^2\sin^2 k + u^2}, \qquad \gamma_k = c\frac{u^2|J\sin k|}{J^2\sin^2 k + u^2}$$

$$E_k = \Delta + \left(\frac{|J|}{2} + c\frac{J^2}{u}\right)\kappa^2, \qquad \gamma_k = c|J|\kappa$$

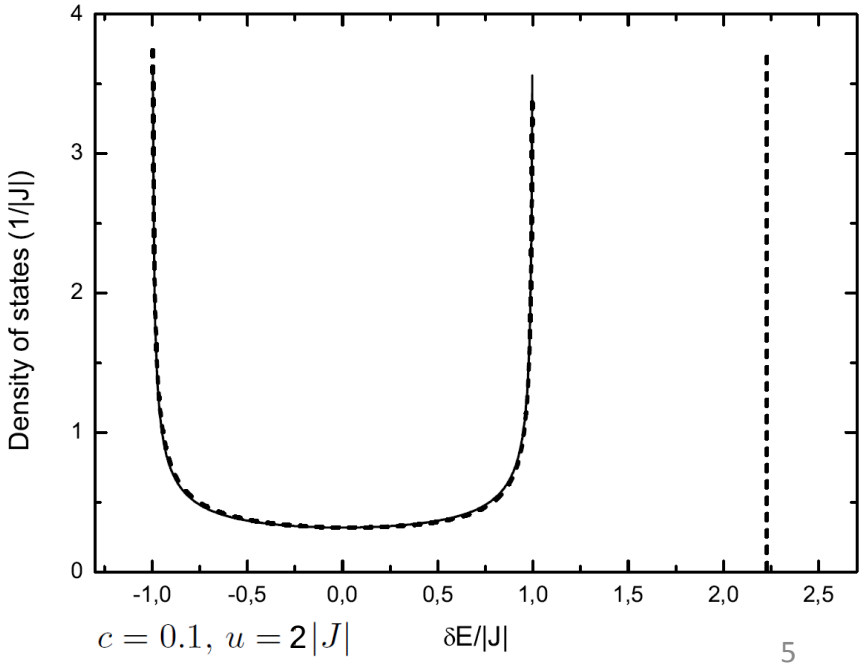
Данные формулы неприменимы вблизи краев зоны: $\kappa \gg c$

Изолированный уровень появляется при *любом* u, соответствующая поправка для плотности состояний:

$$g(E) = c\delta(E - E_d),$$

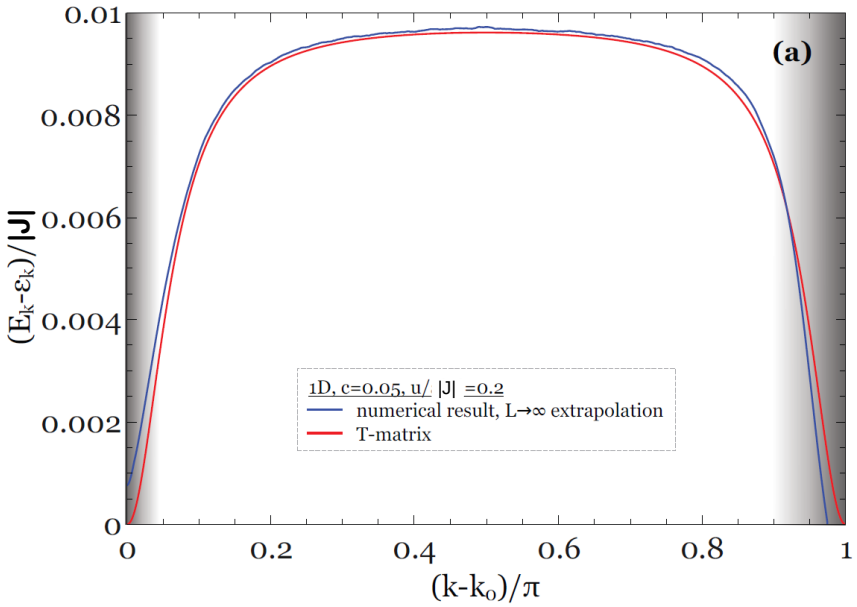
$$E_d = \Delta + |J| + \mathrm{sign}(u)\sqrt{J^2 + u^2}$$

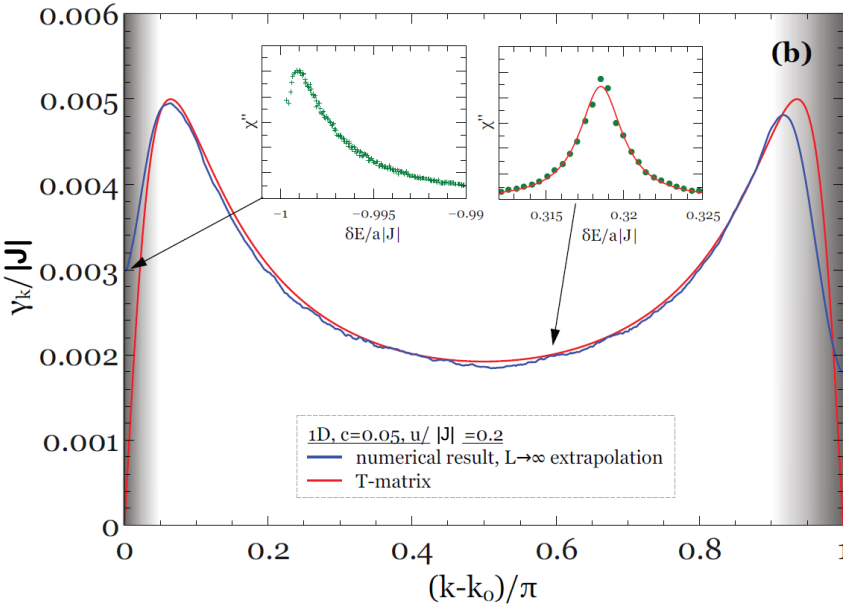
Плотность состояний

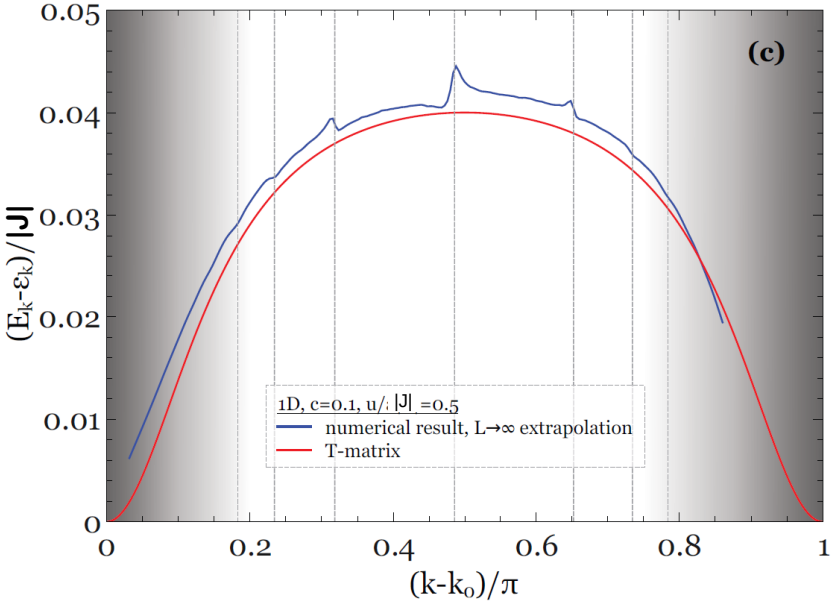


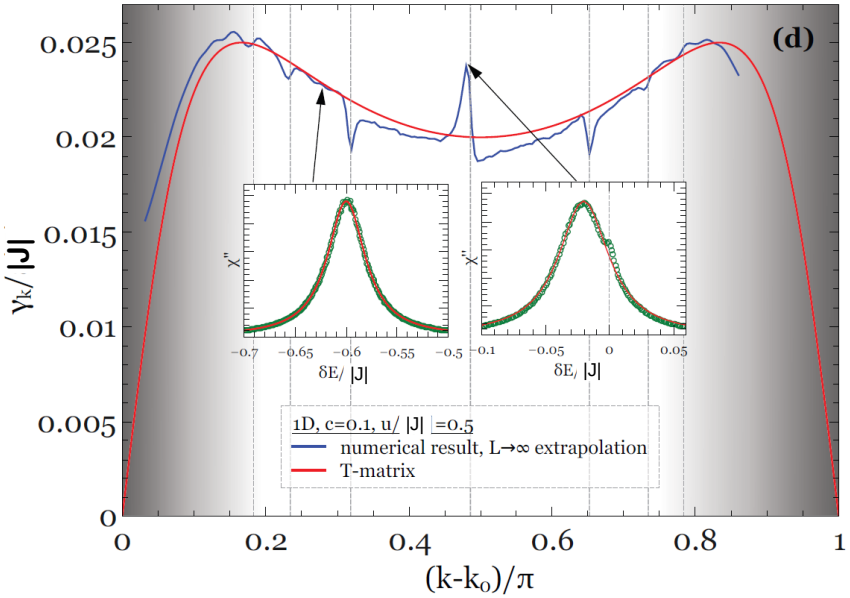
$c = 0.1,\ u = 2|J|$

Одномерные системы







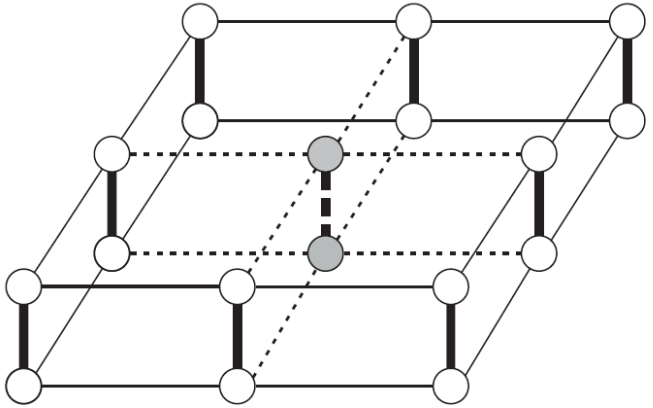


Состояния вблизи краев зон локализованы

Двумерные системы

Спектр чистой системы

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \Delta + 2|J| + J(\cos k_x + \cos k_y)$$



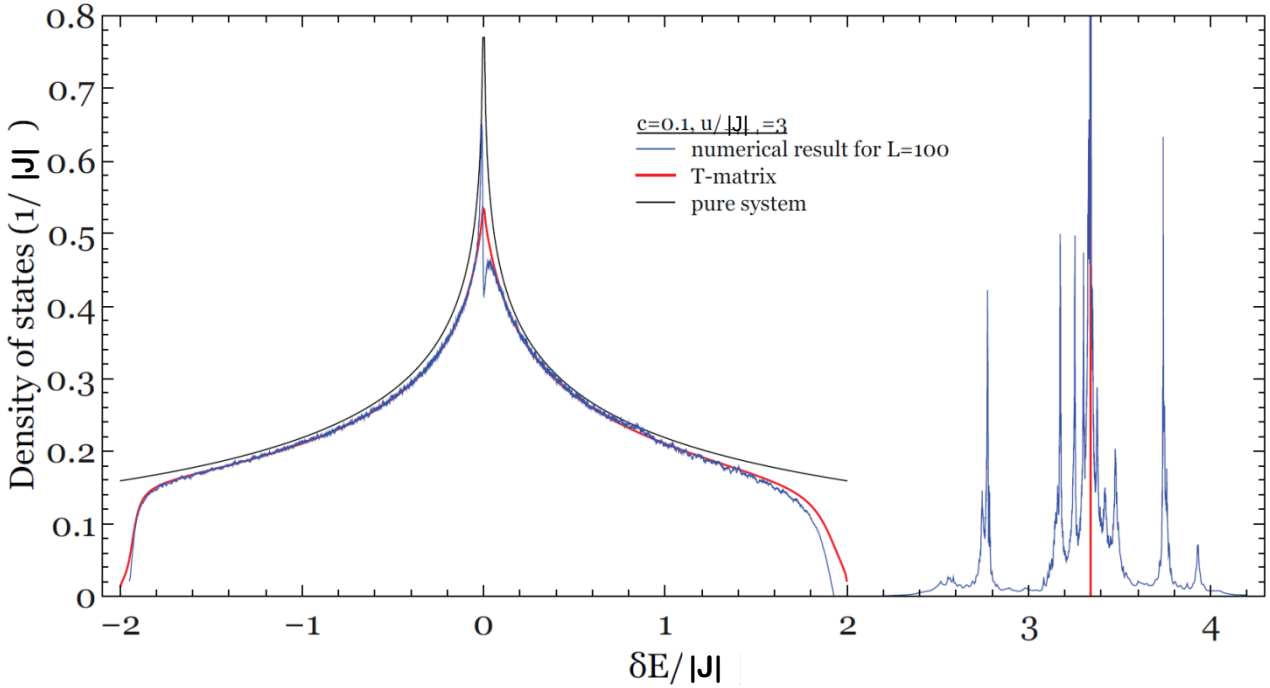
Спектр и затухание для беспорядка в J или $\mathcal{D}$

$$E_{\mathbf{k}} = \Delta + \frac{|J|}{2}\kappa^2 + c\frac{\pi|J|(\pi|J| - u\ln\kappa + 5u\ln 2/2)u}{(\pi|J| - u\ln\kappa + 5u\ln 2/2)^2 + (\pi u/2)^2}$$

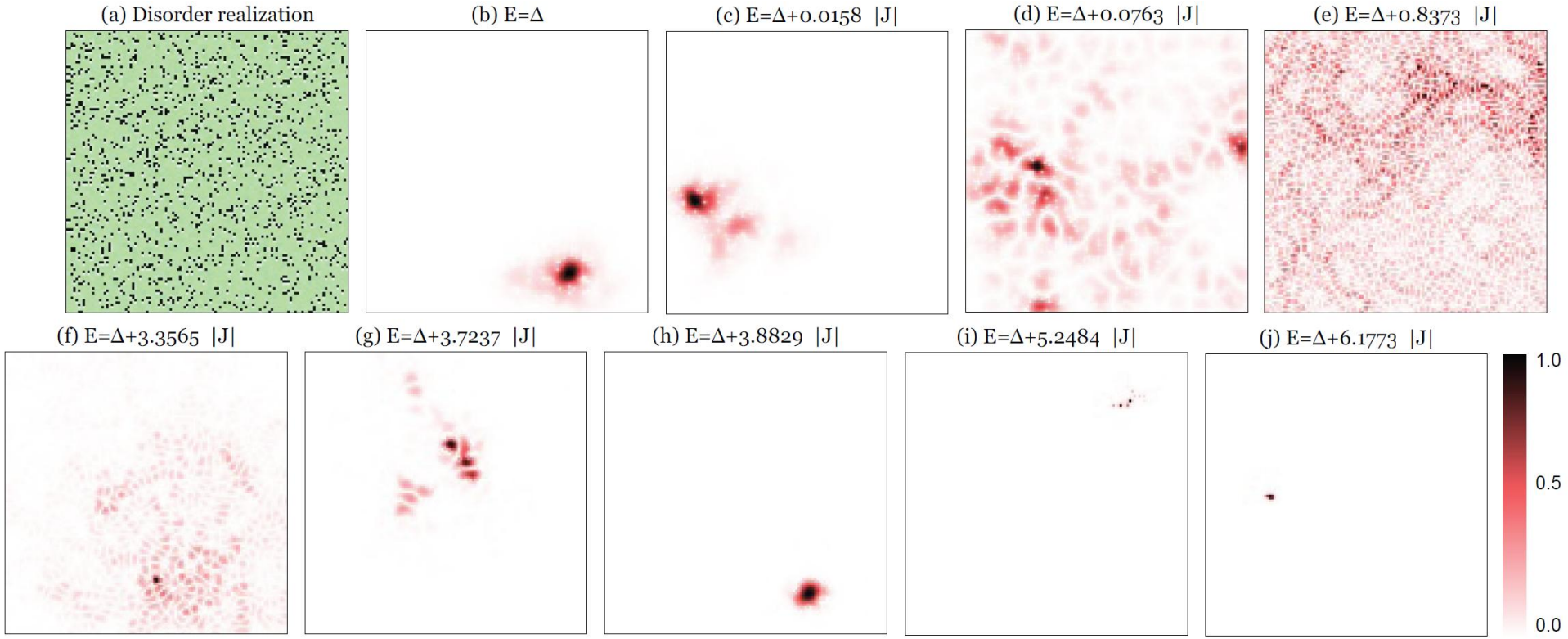
$$\gamma_{\mathbf{k}} = c\frac{\pi^2}{2}\frac{|J|u^2}{(\pi|J| - u\ln\kappa + 5u\ln 2/2)^2 + (\pi u/2)^2}$$

Область применимости: $\kappa \gg \sqrt{c}$

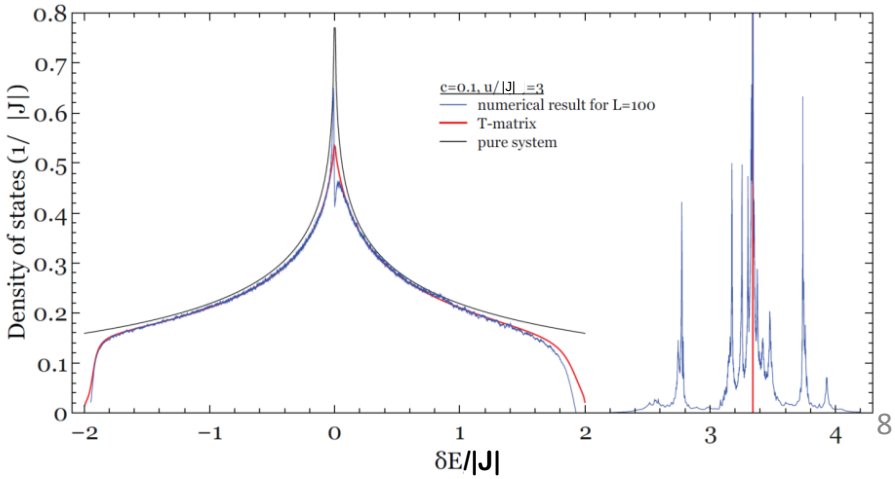
Влияние дефектов на плотность состояний: уровень появляется при любом u



Локализация возбуждений в 2D-случае



Состояния вблизи краев зон локализованы



Трехмерные системы

Спектр чистой системы

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \Delta + 3|J| + J(\cos k_x + \cos k_y + \cos k_z)$$

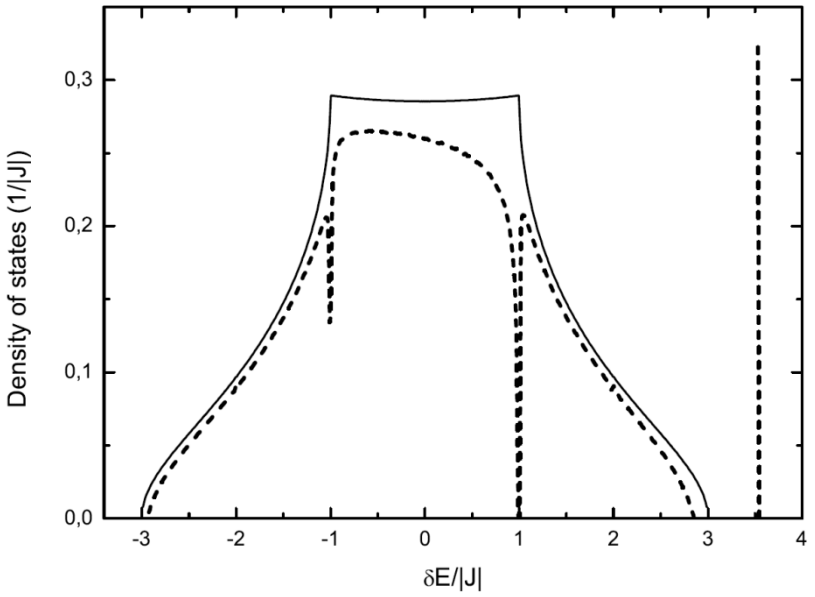
Спектр и затухание для беспорядка в J или $\mathcal{D}$

$$E_{\mathbf{k}} = \Delta + \frac{|J|}{2}\kappa^2 + c\frac{2|J|u}{2|J|+u}, \quad \gamma_{\mathbf{k}} = c\kappa\frac{1}{\pi}\frac{2|J|u^2}{(2|J|+u)^2}$$, область применимости: $\kappa \gg \sqrt{c}$

В случае $|2|J| + u| \ll |u|$ затухание сильно растет: $\gamma_{\mathbf{k}} \sim c/\kappa$ -

- <u>резонансное рассеяние</u>

В отличии от 1D и 2D систем, в трехмерном случае примесный уровень появляется при $|u| > 2|J|$



$c = 0.1,\ u = 3|J|$

Выводы

- Нами была разработана теория для описания фаз со щелью одно-, дву- и трех-мерных систем с разупорядоченными обменами и слабовзаимодействующими бозонными элементарными возбуждениями, основанную на приближении Т-матрицы
- Мы получили выражения для поправок к спектрам элементарных возбуждений и их затухания в первом порядке по концентрации дефектов
- Мы обнаружили, что аналитическое приближение неприменимо для состояний вблизи краев зоны. Численный анализ показал локализованную природу этих состояний
- Были получены условия, при которых появляются изолированные уровни
- Обнаружено, что в рассмотренных системах отношение $\gamma_{\mathbf{k}}/\varepsilon_{\mathbf{k}}$ для распространяющихся возбуждений может достигать c/k^2, что значительно больше, чем в магнитоупорядоченных кристаллах

Спасибо за внимание!