Rafał Świętek

236668

Report

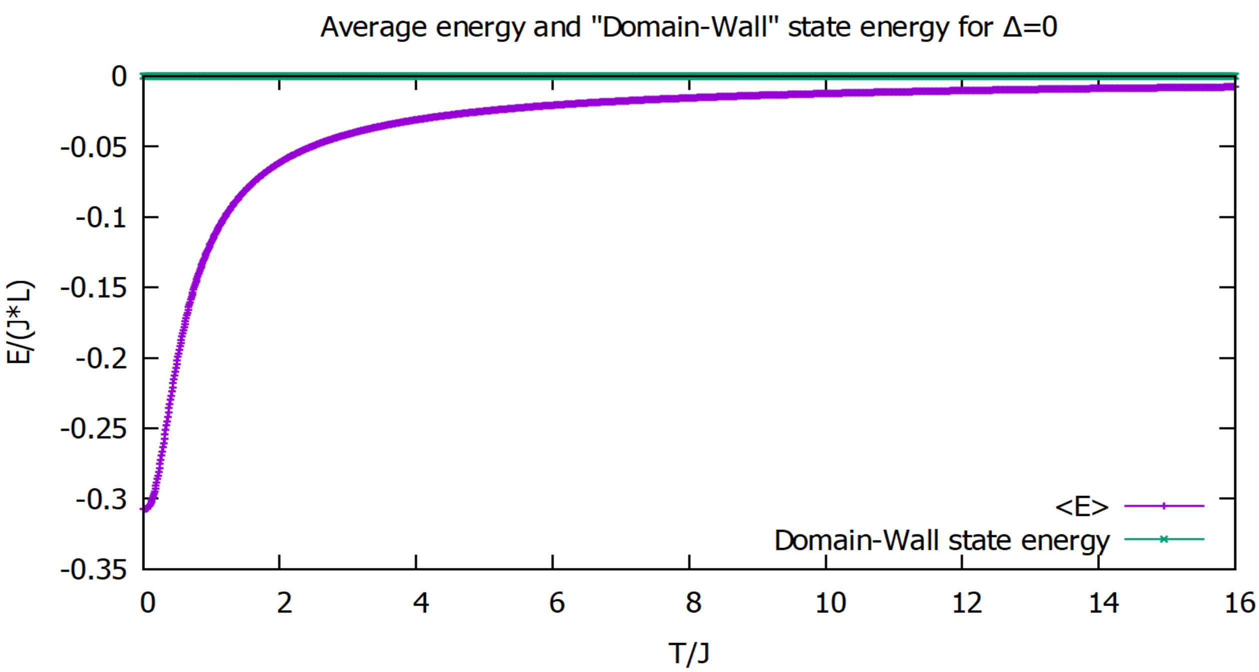
Poniższe wykresy dokonano dla 1D łańcucha z $L = 16$ atomami i różnymi wartościami parametru asymetrii $\Delta = 0.0, 2.0, 8.0$ w modelu Heisenberga:

$$H = \frac{J}{2}\sum_{i=1}^{L-1}(S_i^+ S_{i+1}^- + S_i^- S_{i+1}^+) + J\Delta \sum_{i=1}^{L-1} S_i^z S_{i+1}^z$$

Wartość stałej wymiany jest ustalona do $|J| = 1$.

1. Antiferromagnetic ordering: $J\Delta > 0$

a. $\Delta = 0$

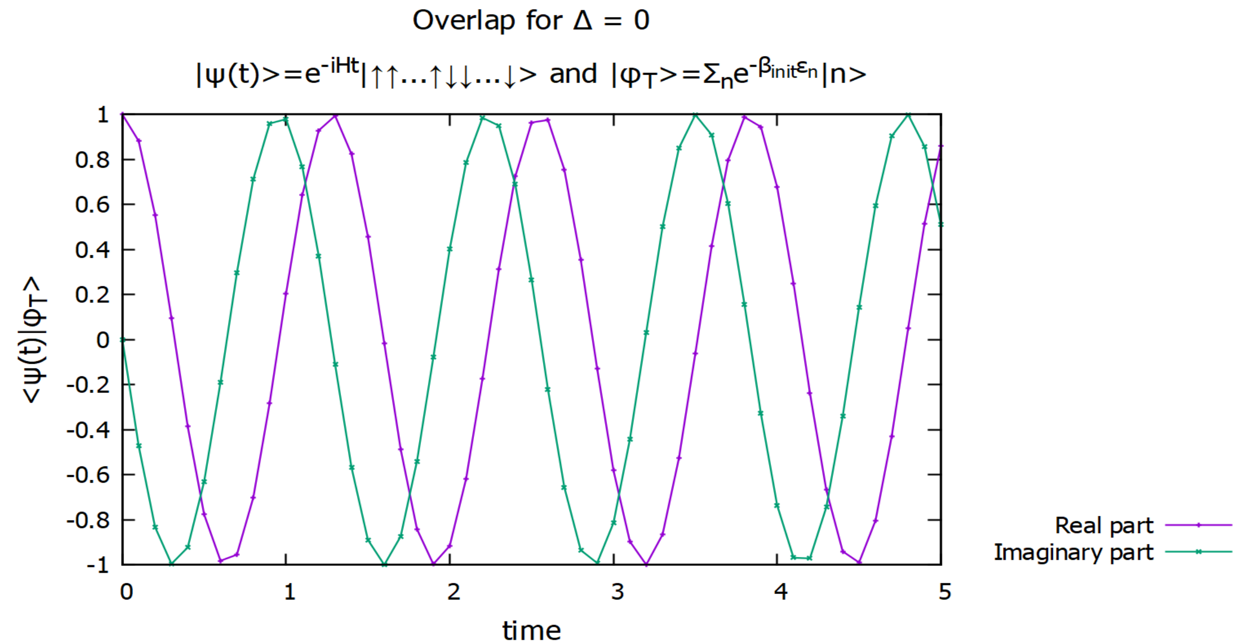


Początkowy stan: $|\psi(0)\rangle = |\uparrow\uparrow \cdots \uparrow\downarrow\downarrow \cdots \downarrow\rangle$

Energia tego stanu nie zmienia się w czasie, bo hamiltonian komutuje z operatorem ewolucji, jeśli hamiltonian będzie zależeć od czasu to sytuacja się zmienia.

$$\langle\psi(t)|H|\psi(t)\rangle = \left\langle\psi(0)\middle|e^{-iHt}He^{iHt}\middle|\psi(0)\right\rangle = \left\langle\psi(0)\middle|He^{-iHt}e^{iHt}\middle|\psi(0)\right\rangle = \langle\psi(0)|H|\psi(0)\rangle$$

Temperatura, dla której obie krzywe się przecinają to T_{init}. W przypadku $\Delta = 0$, mamy że $T_{init} = \infty \rightarrow\ \beta_{init} = \frac{1}{T_{init}} = 0$. Poniżej przedstawiono przekrycie się funkcji falowych danego stanu początkowego i stanu: $|\varphi_T\rangle = \sum_n e^{-\beta_{init}\epsilon_n}|n\rangle = \sum_n |n\rangle$

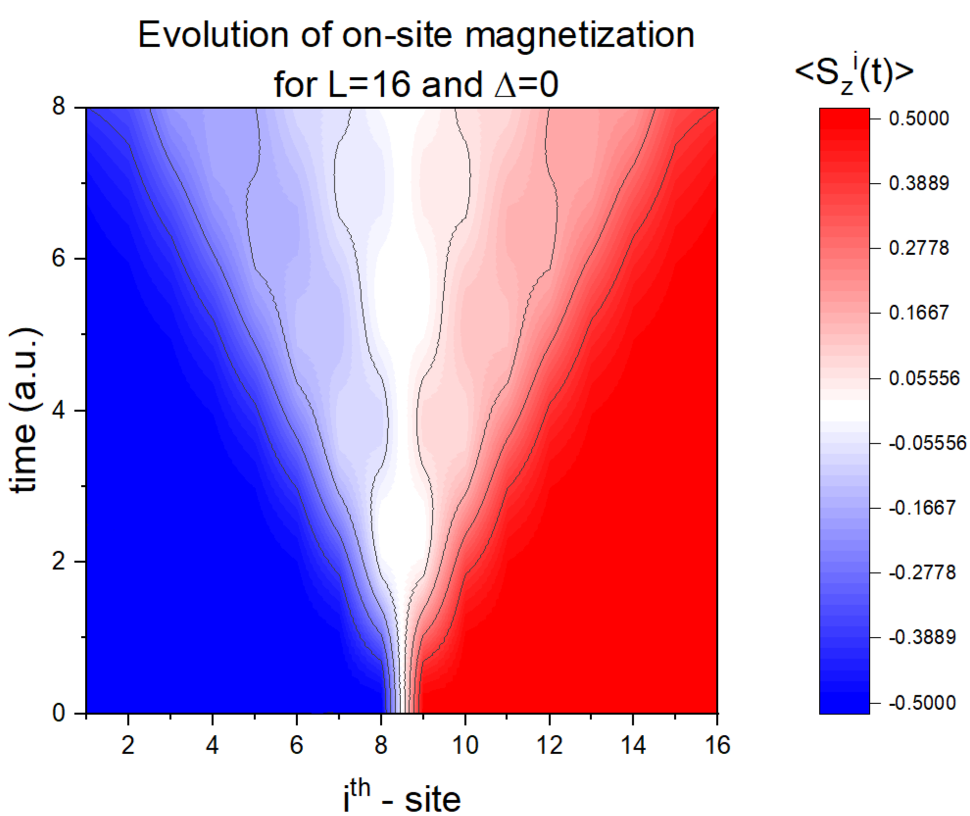


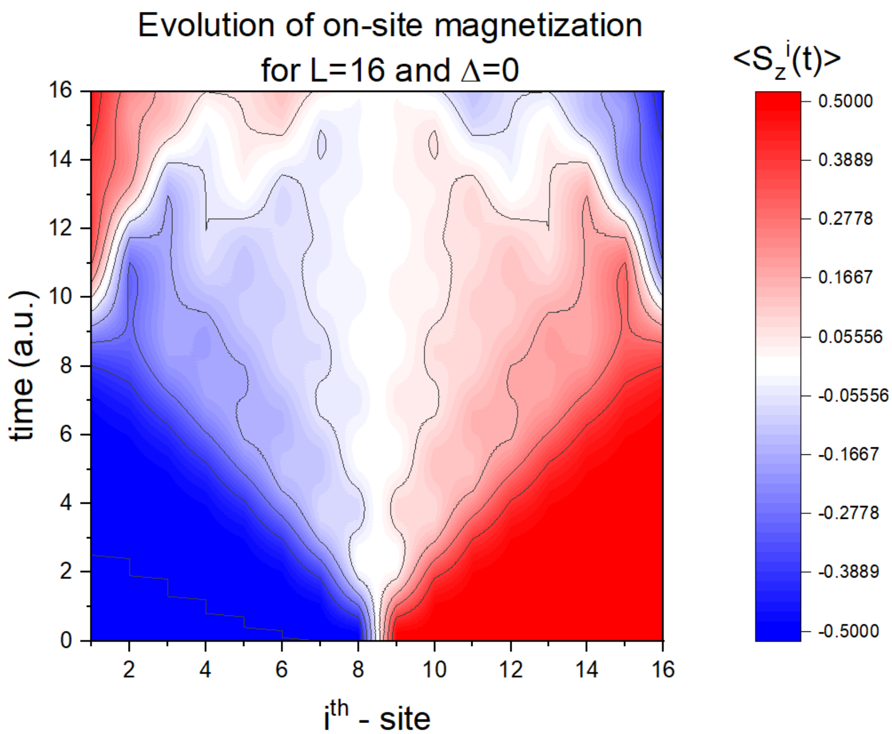
Po dokonaniu fitowania mamy:

$$Re(\langle\psi(t)|\varphi_T\rangle) \approx \cos(4.919t) \quad \& \quad Im(\langle\psi(t)|\varphi_T\rangle) \approx -\sin(4.919t)$$

Widzimy, że przekrycie wynosi $\langle\psi(t)|\varphi_T\rangle = e^{-i\epsilon_0 t}$ dla $\epsilon_0 \approx 4.919$, będący energia stanu podstawowego takiego układu. Co oznacza, że stan ze ścianą domenową ewoluuje tak jak stan podstawowy. W granicy $t \to \infty$ nic się nie zmienia: stacjonarna ewolucja powoduje nieokreśloność w nieskończoności co do wartości powyższej całki przekrycia.

i. Magnetyzacja na węźle od czasu:

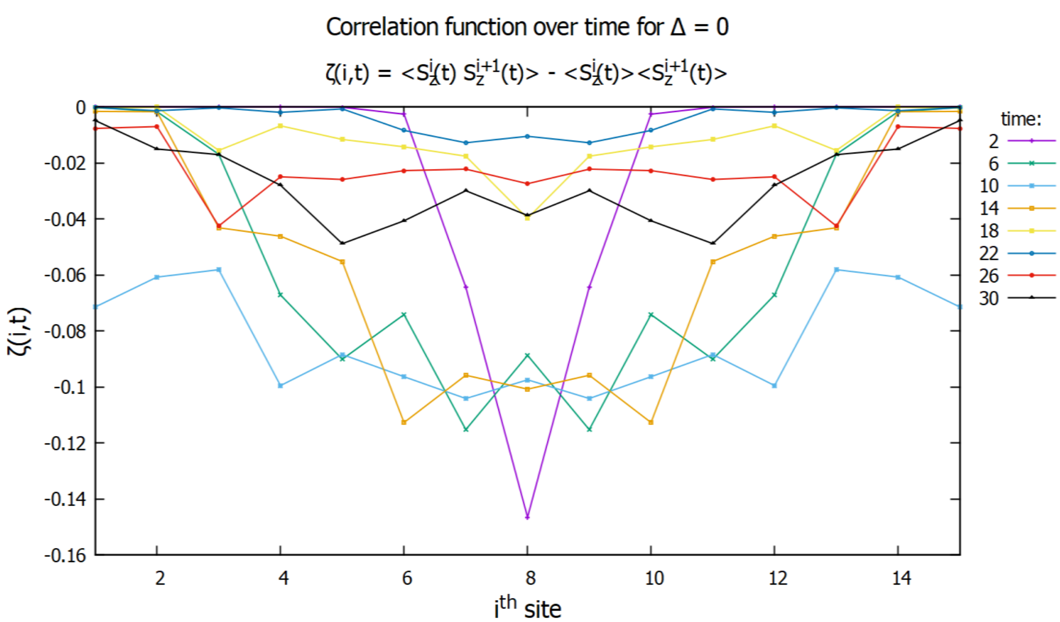




Magnetyzacja ewoluuje zgodnie z propagacją dwóch magnonów z środka łańcucha. Zauważamy ich odbicie od krawędzi przy czym pierwotny spin na krańcach łańcucha zmienia się na przeciwny.

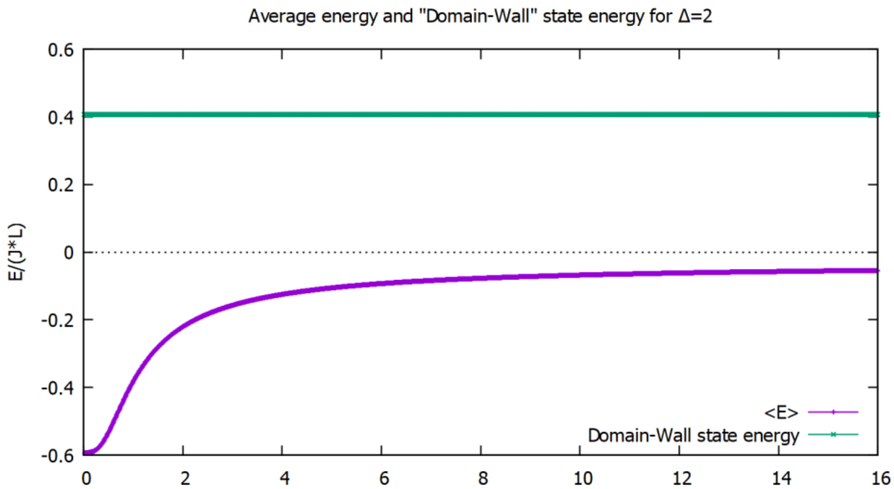
ii. Funkcja korelacji spinowej

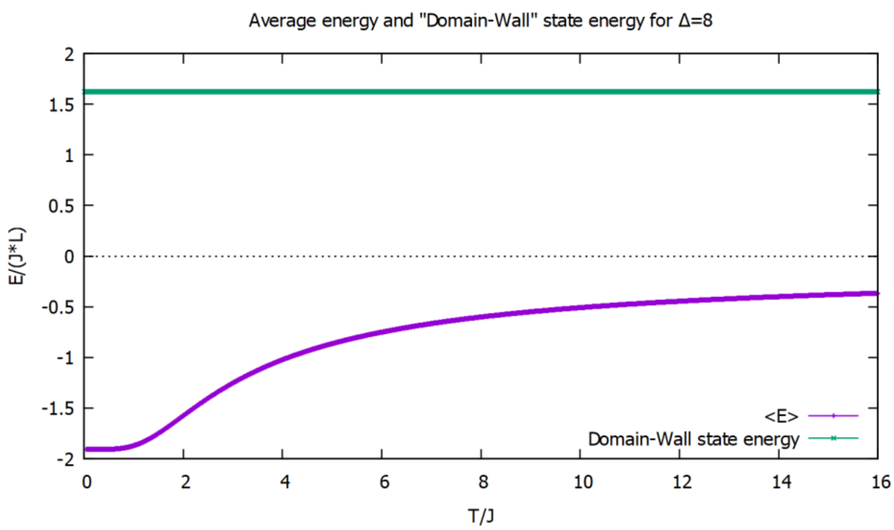
$$\zeta(i,t) = \langle S_i^z S_{i+1}^z \rangle - \langle S_i^z \rangle \langle S_{i+1}^z \rangle$$

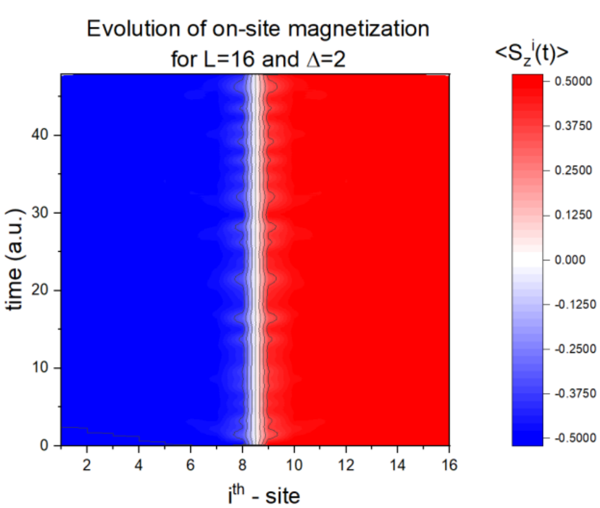


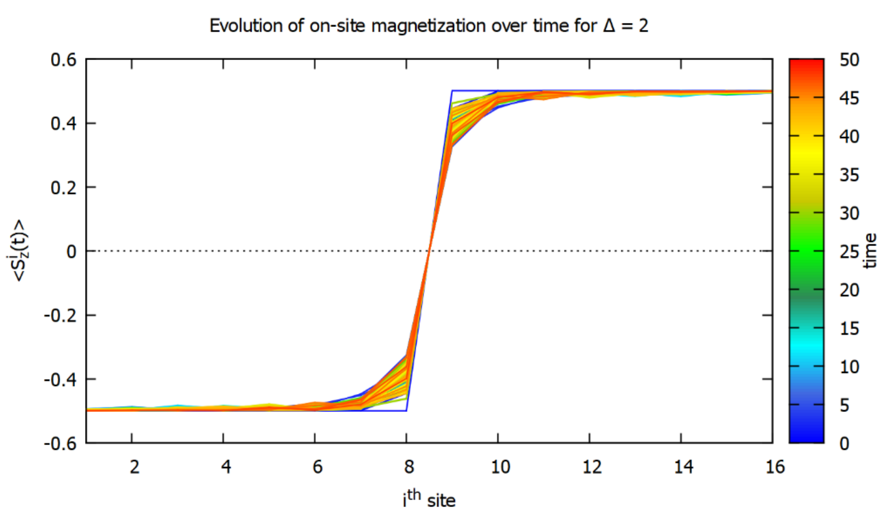
Funkcja korelacji pokazuje propagacje magnonu do końców łańcucha oraz najprawdopodobniej ich odbicie od krawędzi, powodując ponownie nasilenie w środku łańcucha.

b. $\boldsymbol{\Delta > 0\ (\Delta = 2\ \ and\ \ \Delta = 8)}$

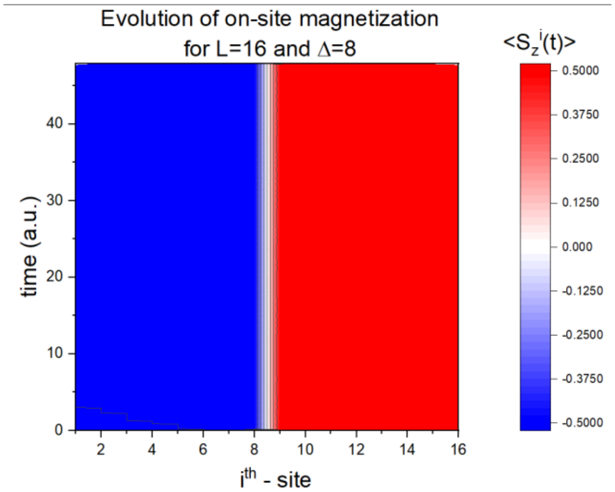


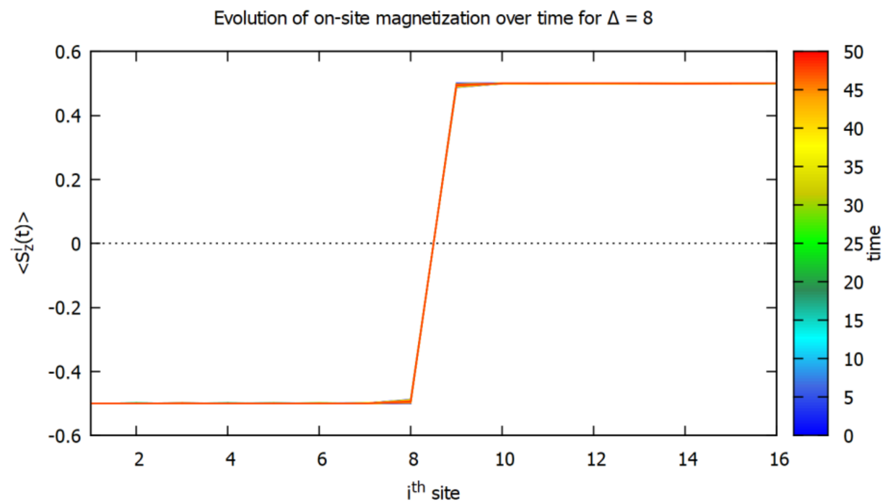


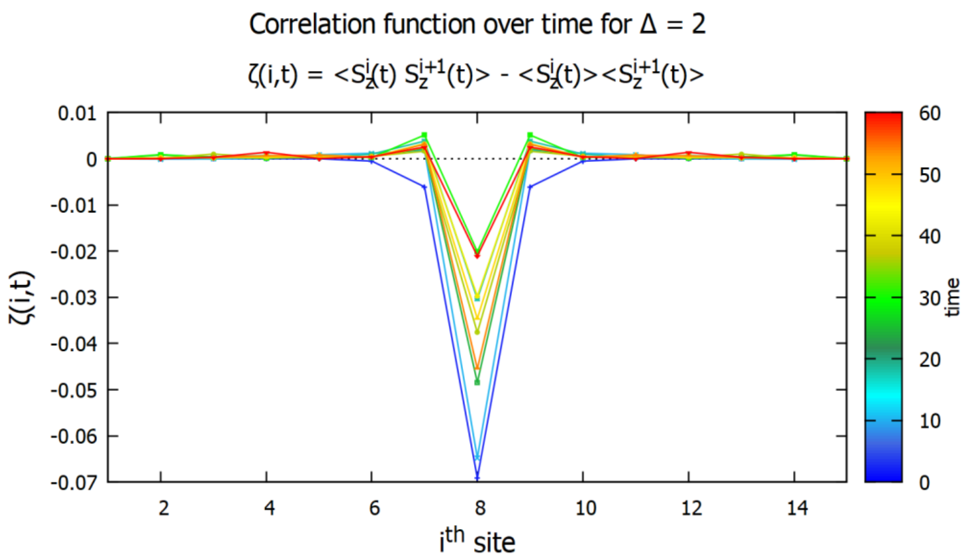




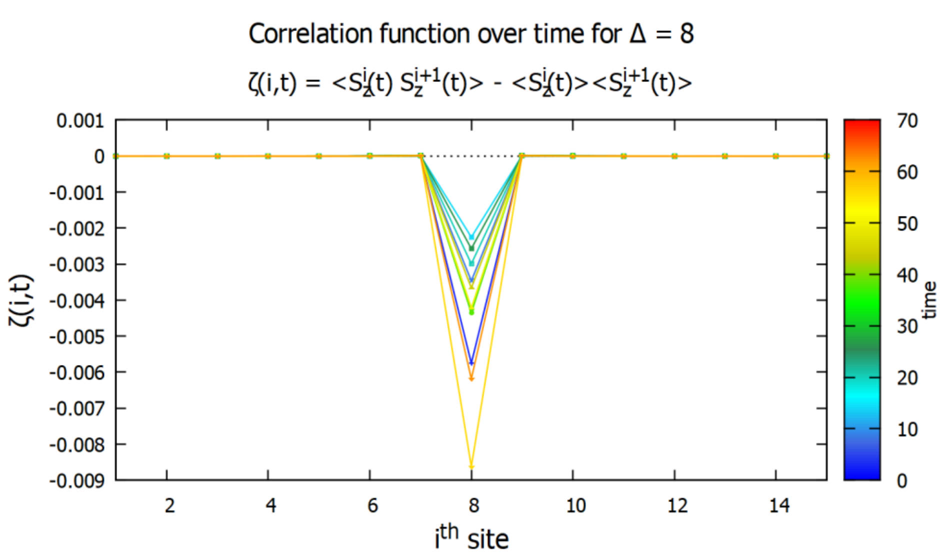
Ze względu na niezerowy parametr asymetrii $\Delta \neq 0$ układ pozostaje w stanie ze ścianą domenową, ponieważ ta asymetria wymusza na układzie preferowanie z-towej składowej spinu. Jednal dla $\Delta = 2$ asymetria jest jeszcze słaba i wokół środka łańcucha wartość spinu lekko fluktuuje co jest spowodowane powstaniem magnonów, które jednak zostają „odbite” od domeny spinowej bądź są wygaszane.







Fluktuacje spinów (czyli powstanie i wygaszanie magnonów) jest lepiej uwidocznione na wykresie korelacji spinowej (zdefiniowana jak poprzednio.



2. Ferromagnetic ordering: $J\Delta < 0$