

MÔ HÌNH XXZ CHO CHUỖI SPIN SẮT TỪ TRONG TỪ TRƯỜNG NGHIÊNG

Phan Thị Ái¹
Phạm Hương Thảo¹
Ngô Thị Thuận²
Nguyễn Hữu Cảnh³

TÓM TẮT

Trong bài báo này, các tính chất tới hạn của chuỗi spin sắt từ với mô hình XXZ khi có mặt của từ trường ngang h^x và từ trường dọc h^z được nghiên cứu. Sử dụng phép biến đổi toạ độ từ hệ Oxyz sang hệ mới Ox'yz' và gần đúng trường trung bình, độ cảm từ ngang, từ trường tới hạn và điều kiện để xảy ra sự chuyển pha lượng tử được xác định. Từ đó chúng tôi thảo luận về những ảnh hưởng quan trọng của từ trường và sự dị hướng trao đổi lên sự chuyển pha lượng tử của chuỗi XXZ.

Từ khoá: Mô hình XXZ, chuỗi spin sắt từ, gần đúng trường trung bình, từ trường

1. Đặt vấn đề

Các hệ spin một chiều (1D) đã được nghiên cứu sâu rộng ở cả hai lĩnh vực lý thuyết và thực nghiệm bởi vì ảnh hưởng của thăng giáng nhiệt và thăng giáng lượng tử mạnh đã tạo ra các tính chất thú vị trong các hệ này [1, 2]. Trật tự từ của các hệ này dễ dàng bị làm mất ổn định bởi các thăng giáng nhiệt mạnh ở nhiệt độ hữu hạn $T > 0$ K. Ngoài ra, sự xuất hiện của các thăng giáng lượng tử cũng làm suy giảm đáng kể trật tự từ của hệ ở $T = 0$ K, trong một vài trường hợp thậm chí còn phá vỡ hoàn toàn trật tự từ tự phát và do đó các pha lượng tử mới có thể được tạo ra bằng cách điều chỉnh các tham số như từ trường [3] hay áp suất [4].

Các mô hình Heisenberg (XXX, XXZ và XYZ) trong một từ trường ngoài được xem như các mô hình tiêu chuẩn cho các nghiên cứu trong các hệ từ tính thấp chiều. Các hành vi của chuỗi spin Heisenberg trong một từ trường dọc và trong một từ trường ngang về cơ bản là khác nhau. Sự chuyển pha lượng tử được gây ra bởi từ trường trong các mô hình kể trên đã thu hút nhiều sự chú ý bởi vì các pha lượng tử mới được tạo thành và có

những ứng dụng trong thực tế [1]. Ngoài ra vai trò của tính dị hướng trao đổi trong mô hình Heisenberg cũng góp phần điều chỉnh các tham số trật tự và các điểm tới hạn (hay biên của các pha từ).

Trong bài báo này, sự chuyển pha lượng tử (QPT) được gây ra bởi từ trường và ảnh hưởng của sự dị hướng trao đổi lên QPT trong hệ sắt từ 1D với mô hình XXZ được nghiên cứu trong gần đúng trường trung bình. Mô hình XXZ gần đây được sử dụng rộng rãi để nghiên cứu tính chất của các hệ từ tính 1D do có nhiều hợp chất trong thực tế có thể được mô tả tốt bởi mô hình này như là $(C_6H_{11}NH_3) CuBr_3$ [5], Cs_2CoCl_4 [6], or $SrCo_2V_2O_8$ [7] và một cấu trúc đa pha đã được tìm thấy trong mô hình này [1, 8].

2. Mô hình lý thuyết

Ta xét một chuỗi sắt từ gồm có N spin sắp xếp S trên trục $x'Ox$ với hằng số mạng là a . Mô hình XXZ cho hệ spin 1D này với tương tác trao đổi giữa các spin lân cận gần nhất và trong một từ trường ngoài $h = h^x \vec{e}_x + h^z \vec{e}_z$ có dạng như sau:

¹ Trường Đại học Sư phạm - Đại học Huế

Email: phamhuongthao@dhsphue.edu.vn

² Trường Đại học Y dược - Đại học Huế

³ Trường Đại học Nguyễn Huệ

$$\begin{aligned}
H = & -\frac{1}{2} \sum_{j,j'} J(\vec{l}_{jj'}) (S_j^x S_{j'}^x + S_j^y S_{j'}^y) \\
& -\frac{1}{2} \sum_{j,j'} J(\vec{l}_{jj'}) \gamma_z S_j^z S_{j'}^z, \\
& -g_x \mu_B h^x \sum_j S_j^x - g_z \mu_B h^z \sum_j S_j^z
\end{aligned} \quad (1)$$

Ở đây vị trí của spin thứ j trong chuỗi được định nghĩa bởi vectơ \vec{r}_j . Số hạng thứ nhất trong (1) là tương tác trao đổi theo mô hình Heisenberg giữa các spin lân cận gần nhất, vì hệ có trật tự sắt từ ở trạng thái cơ bản do đó $J > 0$, trong đó γ_z là tham số tạo ra sự dị hướng trao đổi, khi $\gamma_z = 1$ chúng ta có mô hình Heisenberg đẳng hướng và $\gamma_z < 1$ chúng ta có mô hình XXZ. Hai số hạng cuối trong (1) lần lượt là năng lượng của hệ spin trong từ trường ngang (h^x) và từ trường dọc (h^z), với $g_{x(z)}$ là các thừa số Landé của spin dọc theo Ox (Oz) và μ_B là manhêton Bohr.

Trong bài báo này, định hướng trung bình của các spin được chọn nằm trong mặt phẳng Ozx , do đó các thành phần của các toán tử thăng giáng spin được định nghĩa như sau:

$$\begin{aligned}
\delta S_j^x &= S_j^x - \langle S_j^x \rangle, \\
\delta S_j^y &= S_j^y, \\
\delta S_j^z &= S_j^z - \langle S_j^z \rangle,
\end{aligned} \quad (2)$$

Ở đây $\langle \dots \rangle = \text{Tr}(e^{-\beta H} \dots) / \text{Tr}(e^{-\beta H})$ là trung bình nhiệt động lực học và $\beta^{-1} = k_B T$. Trong gần đúng trường trung bình bỏ qua các thăng giáng spin, tức là $\delta S_i^\alpha = 0$, vì vậy, Hamiltonian (1) được viết lại dưới dạng khai triển Fourier của các toán tử spin như sau:

$$\begin{aligned}
H_0 = & -\sum_j \mu_x h_{hd}^x S_j^x - \sum_j \mu_z h_{hd}^z S_j^z \\
& + \frac{N}{2} J_{\vec{k}=0} \gamma_z \langle S^z \rangle \langle S^z \rangle \\
& + \frac{N}{2} J_{\vec{k}=0} \langle S^x \rangle \langle S^x \rangle,
\end{aligned} \quad (3)$$

Ở đây $\mu_{x(z)} = g_{x(z)} \mu_B$ và trường hiệu dụng tác dụng lên các thành phần của mỗi spin được cho bởi

$$\begin{aligned}
\mu_x h_{hd}^x &= \mu_x h^x + J_{\vec{k}=0} \langle S^x \rangle \\
\mu_z h_{hd}^z &= \mu_z h^z + \gamma_z J_{\vec{k}=0} \langle S^z \rangle.
\end{aligned} \quad (4)$$

Hamiltonian trong (3) được chéo hóa theo phép biến đổi sau (xem [9]):

$$\begin{aligned}
S_j^x &= \frac{h_{hd}^z}{h_{tot}} S_j^{x'} + \frac{\mu_x h_{hd}^x}{\mu_z h_{tot}} S_j^{z'}, \\
S_j^y &= S_j^{y'}, \\
S_j^z &= -\frac{\mu_x h_{hd}^x}{\mu_z h_{tot}} S_j^{x'} + \frac{h_{hd}^z}{h_{tot}} S_j^{z'},
\end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{với } \mu_z h_{tot} = \sqrt{(\mu_x h_{hd}^x)^2 + (\mu_z h_{hd}^z)^2}. \quad (6)$$

Trong phép chéo hóa này chúng tôi sử dụng một hệ tọa độ mới $Ox'z'$, tương ứng với phép quay hệ tọa độ từ hệ Oxz sang hệ $Ox'z'$ theo công thức (5). Từ đó chúng tôi viết lại Hamiltonian (3):

$$\begin{aligned}
H_0 = & -\sum_j \mu_z h_{tot} S_j^{z'} \\
& + \frac{N}{2} \gamma_z J_{\vec{k}=0} \langle S^z \rangle \langle S^z \rangle \\
& + \frac{N}{2} J_{\vec{k}=0} \langle S^x \rangle \langle S^x \rangle
\end{aligned} \quad (7)$$

Từ (7) chúng ta có thể thấy h_{tot} đóng vai trò của trường hiệu dụng tác dụng lên spin $S_j^{z'}$ trong hệ tọa độ mới $Ox'z'$ thay cho trường hiệu dụng h_{hd}^x và h_{hd}^z trong (4) của hệ tọa độ cũ Oxz . Ta có năng

lượng tự do cho mỗi spin của hệ trong gần đúng trường trung bình:

$$\begin{aligned} F_0 &= -\frac{1}{\beta} \ln(\text{Tr}(e^{-\beta H_0})) \\ &= -\frac{1}{\beta} \left(\frac{\text{sh}(S+1/2)Y}{\text{sh}(Y/2)} \right) \\ &\quad + \gamma_z J (\langle S^z \rangle)^2 + J (\langle S^x \rangle)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Ở đây

$$\begin{aligned} Y &= \beta \mu_z h_{tot} \\ &= \sqrt{(\mu_x h_{hd}^x)^2 + (\mu_z h_{hd}^z)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Phần tiếp theo chúng tôi tìm các thành phần x và z của độ từ hoá, $m_z = \langle S^z \rangle$ và $m_x = \langle S^x \rangle$. Phương trình trong gần đúng trường trung bình đối với các thành phần m_z ở nhiệt độ tới hạn được thiết lập từ điều kiện cực tiểu của năng lượng tự do (8) $\frac{\partial F_0}{\partial m_z} = 0$. Từ đó chúng tôi tìm được thành phần của độ từ hóa theo phương Oz hay còn gọi là độ từ hóa dọc:

$$m_z = \frac{y^z}{Y} b(Y). \quad (10)$$

Từ phép biến đổi (5), ta có

$$\begin{aligned} \langle S^x \rangle &= \frac{y^z}{Y} \langle S^{x'} \rangle + \frac{y^x}{Y} \langle S^{z'} \rangle, \\ \langle S^z \rangle &= -\frac{y^x}{Y} \langle S^{x'} \rangle + \frac{y^z}{Y} \langle S^{z'} \rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

ở đây $y^{x(z)} = \beta \mu_{x(z)} h^{x(z)}$. Mặt khác trong phép biến đổi mới:

$$\langle S^{x'} \rangle = 0 \text{ và } \langle S^{z'} \rangle = \frac{Y}{y^z} \langle S^z \rangle = b(Y). \quad (12)$$

Vậy thành phần của độ từ hóa theo phương Ox hay còn gọi là độ từ hóa ngang:

$$m_x = \frac{y^x}{Y} b(Y), \quad (13)$$

trong đó $b(Y)$ là hàm Brillouin:

$$\begin{aligned} b(Y) &= \left(S + \frac{1}{2}\right) \coth\left(S + \frac{1}{2}\right)Y \\ &\quad - \frac{1}{2} \coth \frac{Y}{2}. \end{aligned}$$

Do đó chúng tôi cũng tính được độ

cảm từ ngang theo công thức $\chi_x = \frac{\partial m_x}{\partial h^x}$.

Để trật tự từ được bền vững thì $\chi_x > 0$. Các điểm tới hạn (biên giữa các pha từ khác nhau) được xác định bằng cách tính đến giới hạn $\chi_x \rightarrow \infty$, từ đó chúng tôi xác định được trường tới hạn h_c^z gây ra sự chuyển pha từ ở một nhiệt độ hữu hạn.

Khi $T \rightarrow 0$ K: $\beta J_{\bar{k}=0} = \frac{J_{\bar{k}=0}}{k_B T} \rightarrow \infty$:

$Y \sim \beta J \Rightarrow b_y = S, b'_y = 0$, do đó chúng tôi có công thức tính độ cảm từ ngang χ_{x0} :

$$\chi_{x0} = \frac{S\beta J \left[Y^2 - (y^x)^2 \right]}{\left[Y^3 - 2S\beta J(1+\gamma_z)Y^2 + 2S\beta J(y^x)^2 + 2S\beta J\gamma_z(y^z)^2 \right]} \quad (14)$$

Phương trình

$$\begin{aligned} Y^3 - 2S\beta J(1+\gamma_z)Y^2 \\ + 2S\beta J(y^x)^2 + 2S\beta J\gamma_z(y^z)^2 = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

cho phép chúng tôi xác định được đường đi qua các điểm tới hạn (hay gọi tắt là đường tới hạn) khi $T \rightarrow 0$ K.

Khi $T \rightarrow 0$ K và khi không có từ trường ngang $h^x = 0$, sự có mặt của từ

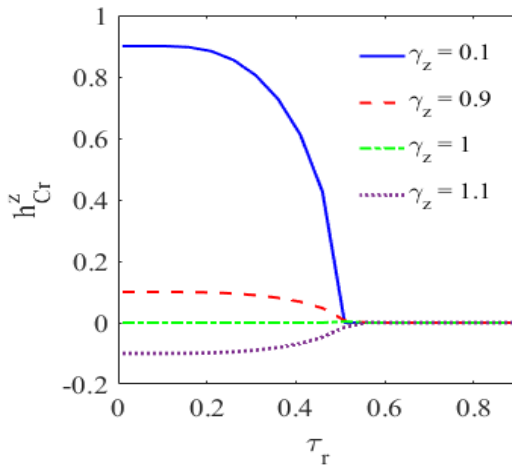
trường dọc $h^z \neq 0$ sẽ gây ra một sự chuyển pha lượng tử. Tại điểm QPT, chúng ta có $y^x = 0$, $Y = y^z$, do đó

$$\chi_{x0} = \frac{S\beta J}{\beta g_z \mu_z h^z + 2S\beta J(\gamma_z - 1)}, \quad (16)$$

Từ (16) chúng tôi xác định được trường tới hạn lượng tử h_{QC}^z gây ra QPT từ trật tự sắt từ tự phát theo phương Ox sang pha thuận từ lượng tử khi $T \rightarrow 0$ K:

$$g_z \mu_z h_{QC}^z = 2SJ(1 - \gamma_z) > 0. \quad (17)$$

Từ (17), chúng ta có thể thấy là trường tới hạn lượng tử h_{QC}^z phụ thuộc vào



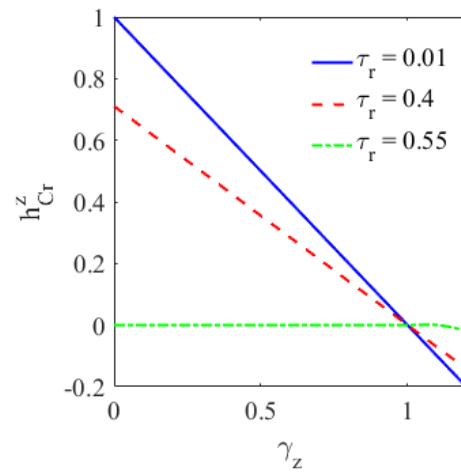
Hình 1: Sự phụ thuộc vào nhiệt độ rút gọn τ_r của trường tới hạn h_{Cr}^z với các giá trị khác nhau của tham số dị hướng trao đổi γ_z , ở đây $h_r^x = 0$ và $S = 0.5$

Đầu tiên, các đường tới hạn trong mặt phẳng (τ_r, h_{Cr}^z) với một vài giá trị cố định của tham số dị hướng γ_z được chỉ ra trong hình 1. Từ hình 1 chúng ta có thể thấy là các điểm tới hạn chỉ tồn tại khi các giá trị của γ_z thỏa mãn điều kiện (18), các đường tới hạn bắt đầu ở điểm QPT, $h_{Cr}^z(\tau_r \approx 0) = h_{QC}^z$, và đạt tới giá

trị $h_{Cr}^z = 0$ khi nhiệt độ lớn hơn hoặc bằng nhiệt độ chuyển pha $\tau_{Cr} = k_B T_C / J$ của hệ. Hơn thế nữa, chúng ta cũng có thể nhận thấy độ cao của các đường tới hạn giảm dần khi tăng cường độ γ_z hay làm suy giảm sự dị hướng trao đổi. Khi $\gamma_z \geq 1$, lúc này trật tự từ của hệ ở trạng thái cơ bản không còn là trật tự sắt từ

3. Các kết quả tính số và thảo luận

Trong phần tính toán số, chúng tôi sử dụng hằng số tương tác trao đổi J giữa các spin lân cận gần nhất trong chuỗi spin làm đơn vị, cụ thể là từ trường ngang và dọc sẽ lần lượt được biểu diễn như $h_r^x = \mu_x h^x / J$ và $h_r^z = \mu_z h^z / J$, nhiệt độ rút gọn là $\tau_r = k_B T / J$ và độ cảm từ rút gọn $\chi_r^{x(z)} = \chi^{x(z)} J / (g^2 \mu_B^2)$.

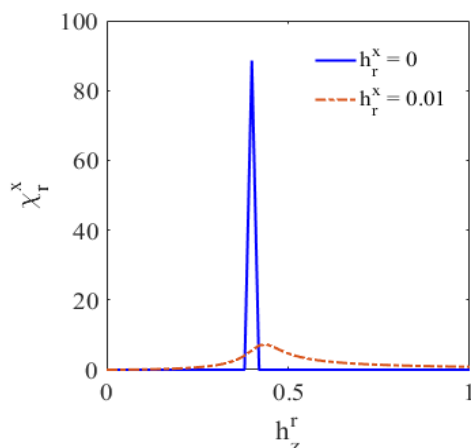


Hình 2: Sự phụ thuộc vào tham số dị hướng γ_z của trường tới hạn h_{Cr}^z với các giá trị khác nhau của nhiệt độ rút gọn τ_r , ở đây $h_r^x = 0$ và $S = 0.5$

trị $h_{Cr}^z = 0$ khi nhiệt độ lớn hơn hoặc bằng nhiệt độ chuyển pha $\tau_{Cr} = k_B T_C / J$ của hệ. Hơn thế nữa, chúng ta cũng có thể nhận thấy độ cao của các đường tới hạn giảm dần khi tăng cường độ γ_z hay làm suy giảm sự dị hướng trao đổi. Khi $\gamma_z \geq 1$, lúc này trật tự từ của hệ ở trạng thái cơ bản không còn là trật tự sắt từ

theo phương Ox mà sắp xếp theo phương Oz , do đó sự có mặt của từ trường dọc $h^z \neq 0$ không thể gây ra một sự chuyển pha lượng tử trong hệ.

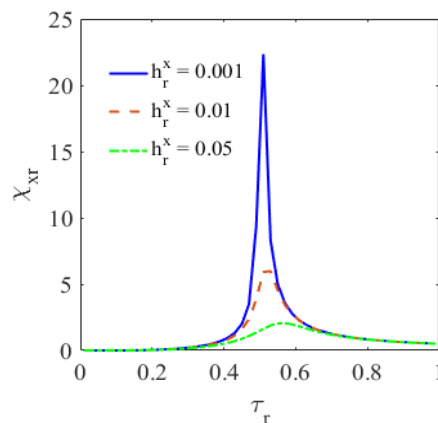
Hình 2 chỉ ra các đường tới hạn trong mặt phẳng (γ_z, h_{Cr}^z) với một vài giá trị cố định của nhiệt độ rút gọn τ_r . Từ hình 2 chúng ta có thể thấy là trường tới hạn h_{Cr}^z tăng khi gia tăng sự dị hướng



Hình 3: Sự phụ thuộc vào từ trường dọc h_r^z của độ cảm từ ngang χ_r^x với các giá trị khác nhau của từ trường ngang h_r^x , ở đây $\tau_r \approx 0$, $\gamma_z = 0.6$ và $S = 0.5$

Để làm rõ hơn quá trình chuyển pha lượng tử diễn ra trong hệ chúng tôi chỉ ra sự phụ thuộc vào từ trường dọc của độ cảm từ ngang và so sánh với sự chuyển pha được gây ra bởi nhiệt độ trong hình 4. Từ hình vẽ 3 chúng tôi cũng xác định được điểm chuyển pha lượng tử được gây ra bởi từ trường dọc tại đỉnh của độ cảm từ ngang χ_r^x tương tự như điểm chuyển pha được gây ra bởi nhiệt độ (hình 4). Từ hai hình 3 và 4 chúng ta có thể quan sát thấy hành vi tương tự nhau

trao đổi, tức là giảm γ_z . Ngoài ra, khi tăng τ_r làm gia tăng ảnh hưởng của năng lượng nhiệt do đó dẫn tới suy giảm h_{Cr}^z ở $\tau_r \neq 0$ so với trường tới hạn lượng tử h_{QCr}^z ở $\tau_r \approx 0$. Thêm vào đó như đã thảo luận ở trên, một lần nữa chúng tôi nhấn mạnh là khi $\gamma_z > 1$, $h_{Cr}^z < 0$, lúc này các spin sắp xếp theo phương Oz , tức là không có sự chuyển pha lượng tử xảy ra trong trường hợp này.



Hình 4: Sự phụ thuộc vào nhiệt độ rút gọn τ_r của độ cảm từ ngang χ_r^x với các giá trị khác nhau của từ trường ngang h_r^x , ở đây $\tau_r \approx 0$, $\gamma_z = 0.6$ và $S = 0.5$

của hai đỉnh này mặc dù bản chất gây ra sự chuyển pha là hoàn toàn khác nhau. Đối với trường hợp được chỉ ra trong hình 3 sự chuyển pha được gây ra khi tác dụng của từ trường lên các spin vượt quá tác dụng của tương tác trao đổi, trong khi đó trường hợp được chỉ ra trong hình 4 sự chuyển pha được gây ra khi tác dụng của năng lượng nhiệt vượt quá tác dụng của tương tác trao đổi. Tuy nhiên độ cao của 2 đỉnh này đều giảm xuống và vị trí của hai đỉnh này đều dịch chuyển về phía

phải khi gia tăng từ trường ngang, đó là bởi vì từ trường ngang có tác dụng làm bền vững hơn trật tự từ của hệ theo phương Ox .

Các hành vi phụ thuộc trường và nhiệt độ của các điểm tới hạn được chỉ ra ở trên cũng đã thu được cho các hệ sắt từ giả một chiều như là $CoNb_2O_6$ [10], hay $CuPzN$ [11]. Tuy nhiên, mô hình mà chúng tôi đưa ra trong bài báo này vẫn chưa thể mô tả tốt hành vi từ của $CoNb_2O_6$ và $CuPzN$, bởi vì trong các hệ vật liệu này tồn tại tương tác trao đổi giữa các spin thuộc các chuỗi khác nhau và gây ra các ảnh hưởng quan trọng lên các tính chất của hệ mặc dù tương tác này nhỏ hơn rất nhiều so với tương tác trao đổi giữa các spin trong cùng một chuỗi. Do đó, trong thời gian tới chúng tôi dự định sẽ đưa vào mô hình (1) số hạng tương tác trao đổi giữa các spin thuộc các chuỗi khác nhau và tiến hành các tính toán xa hơn để thu được mô hình mô tả tốt hơn các tính chất của các hệ thực.

4. Kết luận

Trong bài báo này, chúng tôi đã chỉ ra các ảnh hưởng quan trọng của từ trường ngang, từ trường dọc và sự dị hướng trao đổi lên các sự chuyển pha lượng tử của chuỗi spin sắt từ với mô hình XXZ trong

gần đúng trường trung bình. Khi trật tự của hệ spin ở trạng thái cơ bản hướng theo phương Ox , sự có mặt của từ trường dọc đã gây ra sự chuyển pha lượng tử. Từ đó chúng tôi cũng tìm thấy điều kiện của tham số dị hướng trao đổi để sự chuyển pha lượng tử có thể xảy ra trong hệ. Ngoài ra chúng tôi cũng tìm thấy hành vi phụ thuộc từ trường của điểm chuyển pha lượng tử thông qua đỉnh của độ cảm từ ngang tương tự với hành vi này của điểm chuyển pha nhiệt mặc dù bản chất gây ra sự chuyển pha là hoàn toàn khác nhau. Các kết quả của bài báo chỉ ra ảnh hưởng của từ trường và sự dị hướng trao đổi lên sự bền vững của trật tự từ của chuỗi spin. Hiện nay, chuỗi spin có những ứng dụng quan trọng trong thông tin lượng tử [2], tất cả các ứng dụng này đều đòi hỏi do các điều kiện vật lý bền vững, cụ thể là trật tự từ của chuỗi spin. Tức là chúng ta cần phải biết được các yếu tố và các tham số ảnh hưởng lên điều kiện bền vững này. Ngoài ra, các thông tin thu được từ độ cảm từ của chuỗi spin cũng đóng một vai trò quan trọng, gần đây độ cảm từ được sử dụng như một phép đo điện trở suất của chuỗi spin [12].

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. A. Vasiliev, O. Volkova, E. Zvereva, M. Markina (2018), "Milestones of low-D quantum magnetism", *npj Quantum Mater.*, **3**, 18
2. R. Wieser (2019), "Investigation of quantum and thermal fluctuations ferromagnetic spin chains with easy-plane anisotropy", *J. Phys.: Condens. Matter*, **31**, 325801
3. S. Kar, K. Wierschem, P. Sengupta (2017), "Magnons in a two-dimensional transverse-field XXZ model", *Phys. Rev. B*, **96**, 045126

4. C. Rüegg, A. Furrer, D. Sheptyakov, T. Strässle, K. W. Krämer, H. U. Güdel, L. Mélesi (2004), “Pressure-induced quantum phase transition in the spin-liquid TiCuCl_3 ”, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 257201
5. K. Kopinga, W. J. M. de Jonge, M. Steiner, G. C. de Vries, E. Frikkee (1986), “Short- and long-range correlations in the $S=1/2$ ferromagnetic chain system $(\text{C}_6\text{D}_{11}\text{ND}_3)\text{CuBr}_3$ ”, *Phys. Rev. B*, **34**, 4826
6. O. Breunig, M. Garst, A. Rosch, E. Sela, B. Buldmann, P. Becker, L. Bohatý, R. Müller, and T. Lorenz (2015), “Low-temperature ordered phases of the spin-1/2 XXZ chain system Cs_2CoCl_4 ”, *Phys. Rev. B*, **91**, 024423
7. A. K. Bera, B. Lake, W. D. Stein, and S. Zander (2014), “Magnetic correlations of the quasi-one-dimensional half-integer spin-chain antiferromagnets $\text{SrM}_2\text{V}_2\text{O}_8$ ($M = \text{Co}, \text{Mn}$)”, *Phys. Rev. B*, **89**, 094402
8. P. Thakur, P. Durganandini (2018), “Heisenberg spin-1/2 XXZ chain in the presence of electric and magnetic fields”, *Phys. Rev. B*, **97**, 064413
9. I. A. Varkarchuk, Yu. K. Rudavskii (1981), “Method of functional integration in the theory of spin systems”, *Theor. Math. Phys.*, **49**, 1002
10. T. Liang, S. M. Koohpayeh, J. W. Krizan, T. M. McQueen, R. J. Cava, N. P. Ong (2015), ‘Heat capacity peak at the quantum critical point of the transverse Ising magnet CoNb_2O_6 ’, *Nat. Commun.* 6 7611
11. O. Breunig, M. Garst, A. Klumper, J. Rohrkamp, M. M. Turnbull, T. Lorenz (2017), “Quantum criticality in the spin-1/2 Heisenberg chain system copper pyrazine dinitrate”, *Sci. Adv.*, **3**, 3773
12. V. Markovich, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, B. Revsin, J. Pelleg, I. Felner (2000), “Effect of pressure and magnetic field on the resistance of the self-doped manganese perovskite $\text{La}_{0.91}\text{Mn}_{0.95}\text{O}_3$ ”, *Phys. Rev. B*, **62**, 14186

XXZ MODEL FOR A FERROMAGNETIC SPIN CHAIN IN AN OBLIQUE MAGNETIC FIELD

ABSTRACT

In this paper, critical properties of the ferromagnetic spin chain with the XYZ model in the presence of a transverse magnetic field h^x and a longitudinal magnetic field h^z are studied. Performing a coordinate transformation from the Oxyz coordinate to the new Ox'y'z' coordinate and using mean field approximation, susceptibility, critical magnetic field and condition of quantum phase transition are determined. From these results, we discuss on the significant effects of the magnetic field and the exchange anisotropy on the quantum phase transition of the XXZ chain.

Keywords: *XXZ model, ferromagnetic spin chain, mean field approximation, magnetic field*

(Received: 11/7/2022, Revised: 28/7/2022, Accepted for publication: 22/11/2022)