TẠP CHÍ KHOA HỌC No 1 - 1993

TÁN XẠ KHÔNG ĐÀN HỒI CỦA CÁC NOTRON TRÊN TINH THỂ PHÂN CỰC TRONG ĐIỀU KIỆN CÓ NHIỄU XẠ BỀ MẶT

Nguyễn Đình Dũng
Khoa Vật lý, ĐHTH Hà Nội

ng các công trình [1, 2] các bài toán tán xạ của các nơtron trên tinh thể không phân cực tinh thể phân cực trong điều kiện có khúc xạ và phản xạ gương đã được nghiên cứu. i này chúng tôi nghiên cứu tán xạ không đàn hồi của các nơtron trên tinh thể phân cực u kiện có nhiễu xạ bề mặt.

sử ta có tinh thể có các hạt nhân phân cực chiếm nửa không gian $x > 0$, bề mặt của tinh g với mặt phẳng yOz.

sóng nơtron tiến đến bề mặt tinh thể đó, thì do sự phân bố theo chu kỳ của các hạt nhân tử) sóng nơtron tán xạ cộng tính có thể truyền không chỉ ở gần các góc tán xạ không mà n các góc xác định bởi điều kiện Bregg.

ết quả, khác với phản xạ gương trên biên vô định hình, thành phần tiếp tuyến của véctơ sóng phản xạ $\vec{K}'_{0||}$ có thể khác với thành phần tiếp tuyến của véctơ sóng của sóng tới nghĩa là $\vec{K}'_{0||} = \vec{K}_{0||} + 2\pi\vec{\tau}_{||}$, ở đó $2\pi\vec{\tau}_{||}$ là thành phần của véctơ mạng tinh thể ngược song bề mặt của tinh thể.

vậy dọc theo bề mặt của tinh thể có sự truyền của sóng chồng chất của hai sóng phẳng ung lượng $\vec{K}_{0||}$ và $\vec{K}_{0||} + 2\pi\vec{\tau}_{||}$, điều này dẫn đến sự thay đổi đặc tính của tương tác giữa gương.

ng ứng với những điều đã nói ở trên, trong tán xạ hạt nhân bề mặt trên tinh thể có các phân cực, ở ngoài bề mặt của tinh thể sóng nơtron có thể viết dưới dạng sau [3].

$$\psi_I = e^{i\vec{K}_{0||}\vec{r}_{||}}\Big[e^{iK_{0z}x}\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} + A_+ e^{-iK_{0z}x}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} + A_- e^{-iK_{0z}x}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix} +$$

$$+ A'_+ e^{i2\pi\vec{\tau}_{||}\cdot\vec{r}_{||}} e^{-iK'_{0z}x}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} + A'_- e^{i2\pi\vec{\tau}_{||}\cdot\vec{r}_{||}} e^{-iK'_{0z}x}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix}\Big] \quad (1)$$

$$K'_{0z} = \sqrt{K_0^2 - K_{0||}^2}\,, \qquad \chi_\alpha = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}$$ hàm spin của nơtron tới.

$$A_\pm = \frac{(K_{1z\pm} - K_{0z})(K'_{0z} + K_{2z\pm})C_{2\pm} - (K_{2z\pm} - K_{0z})(K'_{0z} + K_{1z\pm})C_{1\pm}}{(K_{0z} + K_{2z\pm})(K'_{0z} + K_{1z\pm})C_{1\pm} - (K_{0z} + K_{1z\pm})(K'_{0z} + K_{2z\pm})C_{2\pm}}$$

$$A'_\mp = \frac{(K_{1z\pm} - K_{2z\pm})2K_{0z}C_{1\pm}C_{2\pm}}{(K_{0z} + K_{2z\pm})(K'_{0z} + K_{1z\pm})C_{1\pm} - (K_{0z} + K_{1z\pm})(K'_{0z} + K_{2z\pm})C_{2\pm}}$$

$$C_{1\pm} = \frac{2U_{10\pm}}{U_{11\pm} + K_{0\|}^2\alpha - U_{00\pm} + \left[\left(U_{11\pm} + K_{0\|}^2 - U_{00\pm}\right)^2 + 4U_{01\pm}U_{10\pm}\right]^{1/2}}$$

$$C_{2\pm} = \frac{2U_{10\pm}}{U_{11\pm} + K_{0\|}^2\alpha - U_{00\pm} - \left[\left(U_{11\pm} + K_{0\|}^2 - U_{00\pm}\right)^2 + 4U_{01\pm}U_{10\pm}\right]^{1/2}}$$

$$K_{1z\pm} = \left\{K_{0z}^2 - \frac{U_{00\pm} + U_{11\pm} + K_{0\|}^2\alpha}{2} + \frac{1}{2}\left[\left(U_{00\pm} - U_{11\pm} - K_{0\|}^2\alpha\right)^2 + 4U_{01\pm}U_{10\pm}\right]^{1/}\right.$$

$$K_{2z\pm} = \left\{K_{0z}^2 - \frac{U_{00\pm} + U_{11\pm} + K_{0\|}^2\alpha}{2} - \frac{1}{2}\left[\left(U_{00\pm} - U_{11\pm} - K_{0\|}^2\alpha\right)^2 + 4U_{01\pm}U_{10\pm}\right]^{1/}\right.$$

$\alpha = \dfrac{(2\vec{K}_{0\|} + 2\pi\vec{\tau}_\|).2\pi\vec{\tau}_\|}{K_{0\|}^2}$ - là đại lương đặc trưng cho sự lệch khỏi điều kiện Bregg chính

$$U_{\alpha\beta\pm} = -\frac{4\pi}{\Omega}\sum_{\ell} f_{\ell\pm}(K^\alpha, K^\beta)e^{i\left(\vec{K}^\alpha - \vec{K}^\beta\right)\rho_\ell}$$

$$\alpha, \beta = 0, 1; \quad \vec{K}^0 = \vec{K}; \quad \vec{K}^1 = \vec{K} + 2\pi\vec{\tau}$$

$f_{\ell\pm}$ - Các biên độ của sóng cộng trên hạt nhân thứ l nằm trong thành phần của ô bản

Ω - thể tích của ô mạng cơ bản

K - Số sóng của sóng trong bia

ρ_ℓ - Tọa độ của hạt nhân thứ ℓ trong ô mạng cơ bản

Tổng $\sum_\ell$ lấy theo tất cả các hạt nhân nằm trong thành phần của ô mạng cơ bản.

Trong tinh thể sóng nơtron ψ_{II} là sóng chồng chất của các sóng Blokh, thỏa mãn t đúng hai sóng hệ các phương trình động học bình thường [3].

Trong công trình [3] đã chỉ ra rằng ψ_{II} có thể biểu diễn dưới dạng:

$$\begin{aligned}\psi_{II} = e^{i\vec{K}_{0\|}\cdot\vec{r}_\|}\Big[&\varphi_+(\vec{K}_1)e^{iK_{1z+}z}\begin{pmatrix}C_1\\0\end{pmatrix} +\\
&+ \varphi_-(\vec{K}_1)e^{iK_{1z-}z}\begin{pmatrix}0\\C_2\end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_\|\cdot\vec{r}_\|}e^{iK_{1z+}z}\begin{pmatrix}C_1\\0\end{pmatrix} +\\
&+ \varphi_-(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_\|\cdot\vec{r}_\|}e^{iK_{1z-}z}\begin{pmatrix}0\\C_2\end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_2)e^{iK_{2z+}z}\begin{pmatrix}C_1\\0\end{pmatrix} +\\
&+ \varphi_-(\vec{K}_2)e^{iK_{2z-}z}\begin{pmatrix}0\\C_2\end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_\|\cdot\vec{r}_\|}e^{iK_{2z+}z}\begin{pmatrix}C_1\\0\end{pmatrix} +\\
&+ \varphi_-(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_\|\cdot\vec{r}_\|}e^{iK_{2z-}z}\begin{pmatrix}0\\C_2\end{pmatrix}\Big]\end{aligned}$$

ở đó $\varphi_\pm(\vec{K}_1)$, $\varphi_\pm(\vec{K}_2)$, $\varphi_\pm(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})$, $\varphi_\pm(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})$ là các nghiệm của các hệ các trình sau:

$$\varphi_{\pm}(\vec{K}_1) + \varphi_{\pm}(\vec{K}_2) = 1 + A_{\pm}$$
$$K_{1z\pm}\varphi_{\pm}(\vec{K}_1) + K_{2z\pm}\varphi_{\pm}(\vec{K}_2) = K_{0z} - K_{0z}A_{\pm} \tag{3}$$

$$\varphi_{\pm}(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau}) + \varphi_{\pm}(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau}) = A'_{\pm}$$
$$K_{1z\pm}\varphi_{\pm}(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau}) + K_{2z\pm}\varphi_{\pm}(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau}) = -K_{0z}A'_{\pm} \tag{4}$$

ng ta nghiên cứu tán xạ notron dưới góc tương đối với bề mặt tinh thể lớn. Trong trường **sóng mô tả trạng thái cuối có dạng:**

$$\psi = e^{i\vec{K}_{\parallel}\cdot\vec{r}_{\parallel}}\left[e^{iK_{z+}z}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{iK_{z-}z}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix}\right] \tag{5}$$

ố ma trận chuyển T_{KK_0} được viết dưới dạng sau:

$$\ldots_0 = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}'_{\parallel} e^{-i\vec{Q}_{\parallel}\cdot\vec{r}'_{\parallel}} \int_0^{\infty}\Big[e^{-iK_{z+}z'}(C_1^* 0) +$$
$$+ e^{-iK_{z-}z'}(0 C_2^*)\Big]\sum_{\ell}\left[A_\ell + B_\ell\vec{\sigma}(\vec{J}_\ell - \langle\vec{J}_\ell\rangle)\right]\delta(\vec{r}' - \vec{R}_\ell)\Big[\varphi_+(\vec{K}_1)e^{iK_{1z+}z'}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} +$$
$$+ \varphi_-(\vec{K}_1)e^{iK_{1z-}z'}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{r}'_{\parallel}}e^{iK_{1z+}z'}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} +$$
$$+ \varphi_-(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{r}'_{\parallel}}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_2)e^{iK_{2z+}z'}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} +$$
$$+ \varphi_-(\vec{K}_2)e^{iK_{2z-}z'}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix} + \varphi_+(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{r}'_{\parallel}}e^{iK_{2z+}z'}\begin{pmatrix} C_1 \\ 0 \end{pmatrix} +$$
$$+ \varphi_-(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{r}'_{\parallel}}\begin{pmatrix} 0 \\ C_2 \end{pmatrix}\Big]dz' \tag{6}$$

$= \vec{K}_{\parallel} - \vec{K}_{0\parallel}$, $\vec{J}$ - toán tử spin của hạt nhân.

u diễn các hàm sóng (2), (5) trong dạng phân tích theo các ma trận Pauli và ma trận đơn $\begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix}\Big)$, sau quá trình tính toán chúng ta sẽ thu được tiết diện hiệu dụng của tán xạ hạt nhân hiểu xạ bề mặt của các notron trên tinh thể phân cực (véc tơ phân cực của các hạt nhân heo trục Z):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_K} = \frac{m^2}{(2\pi)^3\hbar^5}\frac{K}{K_0}\int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar}(E_K - E_{K_0})t} Sp\{\rho_{0n}\rho_{nuc.}\rho_e T^+_{KK_0}T_{KK_0}(t) =$$
$$= \frac{m^2}{(2\pi)^3\hbar^5}\frac{K}{K_0}\int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar}(E_K - E_{K_0})t}\sum_{\ell\ell'}\Big[A_\ell^* A_\ell(\Gamma^*_{1\ell}\gamma_{1\ell'} + \Gamma^*_{2\ell}\Gamma_{2\ell'}) +$$
$$+ P_{0Z}2\,\mathrm{Re}(A_\ell^* A_{\ell'}\Gamma^*_{1\ell}\Gamma_{1\ell'}) +$$
$$+ 2B_\ell^* B_{\ell'}\Gamma^*_{1\ell}\Gamma_{1\ell'}\langle(J_{\ell z}(0) - \langle J_{\ell z}(0)\rangle)(J_{\ell' z}(t) - \langle J_{\ell' z}(t)\rangle)\rangle\Big] \tag{7}$$

$_{n}$, $\rho_{nuc.}$, ρ_e - **là các ma trận mật độ spin của notron, của hạt nhân, của electron.**

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{1\ell} = e^{-i\vec{Q}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}\frac{1}{2}\Big[&\varphi_{+}(\vec{K}_1)e^{-i(K_{z+}-K_{1z+})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{+}(\vec{K}_2)e^{-i(K_{z+}-K_{2z+})R_{\ell z}}+\varphi_{+}(\vec{K}_1+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(L_{z+}-K_{1z+})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{+}(\vec{K}_2+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z+}-K_{2z+})r_{\ell z}}+\varphi_{-}(\vec{K}_1)e^{-i(K_{z-}-K_{1z-})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{-}(\vec{K}_2)e^{-i(K_{z-}-K_{2z-})R_{\ell z}}+\varphi_{-}(\vec{K}_1+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z-}-K_{1z-})R_{\ell z}}\ldots\\
&+\varphi_{-}(\vec{K}_2+2\pi\vec{\tau})e^{12\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z-}-K_{2z-})R_{\ell z}}\Big]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{2\ell} = e^{-i\vec{Q}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}\frac{1}{2}\Big[&\varphi_{+}(\vec{K}_1)e^{-i(K_{z+}-K_{1z+})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{+}(\vec{K}_2)e^{-i(K_{z+}-K_{2z+})R_{\ell z}}+\varphi_{+}(\vec{K}_1+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(L_{z+}-K_{1z+})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{+}(\vec{K}_2+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z+}-K_{2z+})r_{\ell z}}+\varphi_{-}(\vec{K}_1)e^{-i(K_{z-}-K_{1z-})R_{\ell z}}+\\
&+\varphi_{-}(\vec{K}_2)e^{-i(K_{z-}-K_{2z-})R_{\ell z}}+\varphi_{-}(\vec{K}_1+2\pi\vec{\tau})e^{i2\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z-}-K_{1z-})R_{\ell z}}+\\
&-\varphi_{-}(\vec{K}_2+2\pi\vec{\tau})e^{12\pi\vec{\tau}_{\parallel}\cdot\vec{R}_{\ell\parallel}}e^{-i(K_{z-}-K_{2z-})R_{\ell z}}\Big]
\end{aligned}
$$

Bài toán tổng quát trên tuy có kết quả cồng kềnh nhưng nó chứa một hệ quả quan

Từ kết quả (7) ta thấy rằng việc nghiên cứu nhiễu xạ bề mặt của các nơtron trên phân cực cho phép ta thu nhận được thông tin quan trọng về các hàm tương quan thời các spin hạt nhân. Các hàm tương quan của các spin hạt nhân hiện là một trong các vấn sự đang được nghiên cứu của các nhà từ học hạt nhân.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. **Masur P. and Mill D. L.** Physical Review, 1982, V.26, N.9, P. 5175
2. **Нгуен Динь Зунг. Вестник БГУ, 1988, сер. 1, N. 3, с. 6.**
3. **Барышевский В. Г. Письма в "ЖЭТФ", 1876, N. 2, с. 112.**

THE INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS BY POLARIZED CRYSTAL IN THE PRESENCE SURFACE DIFFARACTION

Nguyen Dinh Dung
Faculty of Physics, Hanoi University

The effective cross-section of inelastic scattering of neutron by polarised crystals in ence of surface diffraction is obtained and discussed