TẠP CHÍ KHOA HỌC № 4 - 1990

Nguyễn Đình Dũng

PHẢN XẠ NHIỄU XẠ CỦA CÁC NƠTRON TRÊN TINH THỂ ĐƯỢC ĐẶT TRONG TỪ TRƯỜNG NGOÀI BIẾN THIÊN

Trong công trình [6] đã xét bài toán nhiễu xạ của các notron trên tinh thể được đặt tron trường ngoài không đổi. Trong bà: này chúng tôi xét phản xạ gương của các notron trên tonh có các hạt nhân không phân cực được đặt vào từ trường ngoài biến thiên $\vec{H}(\vec{r},t)$ trong điều có nhiễu xạ.

Giả sử tinh thể chiếm nửa không gian $x > 0$, mặt biên trùng với mặt phẳng YOZ và c đặt trong từ trường ngoài biến thiên có dạng:

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \left[H_1(\vec{r})\cos\omega t\right]\vec{i} + \left[H_1(\vec{r})\sin\omega t\right]\vec{j} + H_0(\vec{r})\vec{k}$$

ở đó

$$H_1(r) = \begin{cases} 0 & \text{khi } x < 0 \\ H_1 & \text{khi } x > 0 \end{cases},$$

$$H_0(r) = \begin{cases} 0 & \text{khi } x < 0 \\ H_0 & \text{khi } x > 0 \end{cases}$$

. Nếu sóng được phản xạ trên bề mặt của tinh thể, thì do sự phân bố có chu kỳ của các nhân, các sóng tán xạ kết hợp trong điều kiện nhiễu xạ có thể lan truyền không những chỉ ở các góc được xác định bởi điều kiện Bregg. Kết quả là khác với phản xạ gương khi không có n xạ, thành phần tiếp tuyến của véctơ sóng của sóng phản xạ $\vec{K}'_{0_\parallel}$, có nghĩa là $\vec{K}'_{0_\parallel} = \vec{K}_{0_\parallel} +$ ı $2\pi\vec{\tau}_\parallel$ - là thành phần song song với bề mặt tinh thể của véctơ của mạng tinh thể ngược. Như dọc theo bề mặt của gương tinh thể có sự truyền sóng chồng chất của hai sóng phẳng với các : lượng $\vec{K}_{0_\parallel}$ và $\vec{K}_{0_\parallel} + r\pi\vec{\tau}_\parallel$, điều đó dẫn tới sự thay đổi bản chất tương tác giữa các sóng và gư

Để nghiên cứu phản xạ nhiễu xạ của các notron trên tinh thể được đặt trong từ trường r biến thiên chúng ta chuyển sang bài toán phân tích phản xạ nhiễu xạ của các notron tron trường ngoài hiệu dụng không đổi theo thời gian:

$$H_{eff} = \sqrt{H_1^2 + (H_0 + \frac{\hbar\omega}{2\mu})^2}$$

bằng cách chuyển qua hệ tọa độ quay [2, 3].

Tương ứng với lý luận ở trên, ở ngoài mặt tinh thể sóng notron có thể viết dưới dạng ε

$$\Phi_{I\pm} = e^{i\vec{K}_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel} e^{iK_{0x}x} + A_\pm(\omega) e^{i\vec{K}_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel} e^{-iK_{0x}x} + A'_\pm(\omega) e^{i\vec{K}'_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel} e^{-iK'_{0x}x}$$

đó trục x của hệ tọa độ có hướng vào phía trong của tinh thể; $K'_{0x} = \sqrt{K_0^2 - K'^2_{0_\parallel}}$ (biểu
ıy có được từ điều kiện bảo toàn năng lượng trong tán xạ đàn hồi).

trong tinh thể sóng notron sẽ là sự chồng chất của các sóng Bloc, thỏa mãn trong sự gần
i sóng hệ phương trình thường dùng [1, 4, 5] của các phương trình động học:

$$\begin{aligned}
&(K_0^2 - u_{00\pm}(\omega) - K^2)\varphi_\pm(\vec{K}) - u_{01}\varphi_\pm(\vec{K} + 2\pi\vec{\tau}) = 0\\
&u_{10}\varphi_\pm(\vec{K}) + [K_0^2 - u_{11\pm}(\omega) - (\vec{K} + 2\pi\vec{\tau})^2]\varphi_\pm(\vec{K} + 2\pi\vec{\tau}) = 0
\end{aligned} \tag{4}$$

c đại lượng

$$u_{\alpha\beta}(\omega) = u(K^\alpha K^\beta) \quad (\alpha, \beta = 0, 1; \quad \vec{K}^0 = \vec{K}, \quad \vec{K}^1 = \vec{K} + 2\pi\vec{\tau})$$

; tương tự như ở [3, 6]:

$$u_{\alpha\alpha\pm}(\omega) = -\frac{4\pi}{\Omega}\sum_j f_{jnuc}(0) \mp \frac{2m\mu H_{eff}(\omega)}{\hbar^2} \mp \frac{\hbar\omega m}{\hbar^2}$$

$$u_{\substack{\alpha\beta\\ \alpha\neq\beta}} = -\frac{4\pi}{\Omega}\sum_j f_{jnuc}(K^\alpha K^\beta) e^{i(K^\alpha - K^\beta)\rho_j}$$

$_{nuc}$ - biên độ của sóng tán xạ kết hợp trên hạt nhân thứ j thuộc ô mạng (từ phần ảo của
ọc ra phần đóng góp đặc trưng bởi tán xạ kết hợp đàn hồi vào tiết diện toàn phần):
- thể tích của ô mạng; K - số sóng của sóng trong tinh thể; ρ_j - tọa độ của hạt nhân thứ j
 mạng; tổng $\sum_j$ lấy theo tất cả các hạt nhân của ô mạng.

ều kiện khả giải của hệ phương trình (4) kết hợp với đẳng thức của các thành phần tiếp
của các véctơ sóng $\vec{K}_0$ và $\vec{K}$ dẫn đến biểu thức sau cho thành phần theo trục x của véc tơ
otron trong tinh thể trong trường hợp khi véctơ của mạng tinh thể ngược $\vec{\tau}$ song song với
 của tinh thể:

$$= \left\{ K_{0x}^2 - \frac{u_{00\pm}(\omega) + u_{11\pm}(\omega) + K_{0_\parallel}^2\alpha}{2} + \frac{1}{2}\left[\left(u_{00\pm}(\omega) - u_{11\pm}(\omega) - K_{0_\parallel}^2\alpha\right)^2 + 4u_{01}u_{10}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{5}$$

$$= \left\{ K_{0x}^2 - \frac{u_{00\pm}(\omega) + u_{11\pm}(\omega) + K_{0_\parallel}^2\alpha}{2} - \frac{1}{2}\left[\left(u_{00\pm}(\omega) - u_{11\pm}(\omega) - K_{0_\parallel}^2\alpha\right)^2 + 4u_{01}u_{10}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

$$\alpha = \frac{(2\vec{K}_{0_\parallel} + 2\pi\vec{\tau})2\pi\vec{\tau}}{K_{0_\parallel}^2}$$

ết quả là nghiệm tổng quát mô tả sóng lan truyền vào trong tinh thể có thể được viết dưới
ıu:

$$\begin{aligned}
\Phi_{II\pm} =& \varphi_\pm(\vec{K}_1)e^{i\vec{K}_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel}e^{iK_{1x\pm}x} + \varphi_{pm}(\vec{K}_1 + 2\pi\vec{\tau})\cdot e^{i\vec{K}'_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel}e^{iK_{1x\pm}x} +\\
&+ \varphi_\pm e^{i\vec{K}_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel}e^{iK_{2x\pm}x} + \varphi_\pm(\vec{K}_2 + 2\pi\vec{\tau})e^{iK'_{0_\parallel}\cdot\vec{r}_\parallel}e^{iK_{2x\pm}x}
\end{aligned} \tag{7}$$

Sử dụng điều kiện liên tục của hàm sóng ở trên biên $x = 0$ và tính đến các biểu $\varphi_\pm(\vec{K})$ và $\varphi_\pm(\vec{K} + 2\pi\vec{\tau})$ nhận được từ hệ phương trình (4) ta sẽ nhận được các biên độ phản xạ gương $A_\pm(\omega)$ và của sóng nhiễu xạ trên bề mặt của tinh thể $A'_\pm(\omega)$:

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

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

$$C_{1\pm} = \frac{-2U_{01}}{u_{11\pm}(\omega) + K^2_{0_\parallel}\alpha - u_{00\pm}(\omega) + \sqrt{\left(u_{11\pm}(\omega) + K^2_{0_\parallel}\alpha - u_{00\pm}(\omega)\right)^2 + 4u_{01}u_{10}}}$$

$$C_{1\pm} = \frac{2U_{01}}{u_{12\pm}(\omega) + K^2_{0_\parallel}\alpha - u_{00\pm}(\omega) - \sqrt{\left(u_{11\pm}(\omega) + K^2_{0_\parallel}\alpha - u_{00\pm}(\omega)\right)^2 + 4u_{01}u_{10}}}$$

Chúng ta biết rằng (xem [7]) ngoài những trường hợp rất hiếm của các cộng hưởng hẹp với độ rộng nhỏ hơn các tần số phonon đặc trưng, biên độ tán xạ về phía trước của các trên hạt nhân không phụ thuộc vào cấu trúc của tinh thể. Hệ quả ta có $U_{00\pm} = u_{11\pm}$. N kiện Bregg được thực hiện chính xác ($\alpha = 0$) thì

$$A_\pm(\omega) = -\frac{1}{2}\left[\frac{K_{1x\pm} - K_{0x}}{K_{1x\pm} + K_{0x}} + \frac{K_{2x\pm} - K_{0x}}{K_{2x\pm} + K_{0x}}\right]$$

$$A'_\pm(\omega) = \frac{(K_{1x\pm} - K_{2x\pm})K_{0x}}{(K_{1x\pm} + K_{0x})(K_{2x\pm} + K_{0x})}$$

Theo (12), (13) các biên độ của sóng phản xạ nhiễu xạ $A_\pm(\omega)$, $A'_\pm(\omega)$ có thể biểu di dạng chồng chất của các biên độ mô tả phản xạ gương trên vật chất có các hệ số chiết su

$$n_{1\pm}(\omega) = \frac{K_{1x\pm}(\omega)}{K_{0x}}; \qquad n_{2\pm}(\omega) = \frac{K_{2x\pm}(\omega)}{K_{0x}}$$

Như vậy chúng ta sẽ có 4 ngưỡng phản xạ ($K_{1x\pm} = 0$, $K_{2x\pm} = 0$) có nghĩa là sẽ c trượt mà ở đó cường độ của sóng phản xạ thay đổi rõ rệt.

Kết quả ta có : Phản xạ nhiễu xạ của notron trên tinh thể có các hạt nhân không pl được đặt trong từ trường ngoài biến thiên được đặc trưng bởi 4 góc trượt tới hạn phụ th tần số của từ trường ngoài ω.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Betteman B., Cole H. Rev. Mod. Phys., V. 36, N. 3, p. 681-717 (1961).
Сликтер И. Основы теории магниного резонантса. Изд. Мир, М., 1981.
Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции. Изд. БГУ им В. И. Ленина, Мх. 1982.
Каган Ю., Афанасьев А. М., ЖЭТФ, Т. 49, 5, с. 1504-1517 (1965).
Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. Изд. Иностранной литературы, М. 1950.
Барышевский В. Г., Ядерная оптика поляризованных сред. Изд БГУ им. В. И. Ленина, Мх. 1976.
Гурьевич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. Наука, М. 1965.

uyen Dinh Dung

FFRACTION REFLECTION OF NEUTRONS ' CRYSTAL IN THE VARIABLE MAGNETIC FIELD

In this article, the theory of diffraction reflection of neutrons by crystal, placed in variable magnetic d, is given.

Bộ môn VLLT - ĐHTH Hà Nội