

ИНТЕНСИВНОСТЬ МИКРОПУЧКА НЕЙТРОНОВ ИЗ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

С. В. Кожевников*, А. В. Петренко

ЛНФ им. И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна, Россия

*E-mail: kozhevn@nf.jinr.ru

Ширина нейтронного пучка в обычном эксперименте составляет от 0.1 до 10 мм. Для исследования локально-неоднородных микроструктур необходимо иметь очень узкие пучки нейтронов шириной менее 100 мкм. С этой целью разрабатываются различные фокусирующие устройства (капиллярные линзы, преломляющие линзы, изогнутые кристаллы-монокроматоры и др.) [1]. Но все они имеют ограничения, которые связаны с физическими свойствами используемых материалов или технологией их обработки. С помощью таких фокусирующих устройств трудно выделить «чистый» микропучок и получить микропучок шириной менее 30 мкм.

Эти ограничения можно обойти с помощью слоистых волноводов [2]. На рис. 1а показан принцип действия нейтронного волновода, а на рис. 1б представлена плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов данной структуры. Коллимированный пучок нейтронов с угловой расходимостью $\delta\alpha_i \sim 0.01^\circ$ падает на поверхность волновода под малым углом скольжения около $\alpha_i \sim 0.4^\circ$. Затем нейтроны туннельным образом проходят через тонкий слой 1 и почти полностью отражаются от толстого слоя 3. В результате многократного отражения нейтронной волны внутри среднего слоя 2 происходит резонансное усиление нейтронной плотности. Нейтроны распространяются в среднем волноводном слое как в канале и выходят из торца волновода в виде узкого микропучка с расходимостью около $\delta\alpha_f \sim 0.1^\circ$. На расстоянии 1 мм от выхода волновода ширина микропучка составляет порядка 1 мкм. В [3,4] поляризованный микропучок нейтронов из плоского волновода интенсивностью около 1 н/с был использован для пространственного сканирования магнитной проволоочки диаметром 190 мкм. В [5–7] было экспериментально показано, что при высокой коллимации падающего пучка основной вклад в угловую расходимость микропучка даёт дифракция Фраунгофера $\delta\alpha_f \propto \lambda/d$, где λ – длина волны нейтронов и d – ширина волноводного канала.

Ранее было экспериментально получено [8], что с ростом угловой расходимости падающего пучка $\delta\alpha_i$ линейно растёт спектральная ширина резонанса порядка $n = 0$. Недавно нами было показано [9], что для резонанса $n = 0$ с ростом угловой расходимости падающего пучка $\delta\alpha_i$ линейно растёт расходимость микропучка $\delta\alpha_f$. Полученные экспериментальные результаты качественно подтверждают предварительные расчёты в диссертации [10].

В настоящей работе мы исследовали зависимость интенсивности микропучка нейтронов от угловой расходимости $\delta\alpha_i$ падающего пучка. Размеры подложки волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}(\text{подложка})$ были равны $1 \times 1 \times 25 \text{ мм}^3$. Сплав $\text{Ni}(67 \text{ ат. \%})\text{Cu}(33 \text{ ат. \%})$ является немагнитным при комнатной температуре и обладает высоким значением ПДР. Измерения проведены на времяпролётном нейтронном рефлектометре РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2 в Дубне. Угол скольжения падающего пучка $\alpha_i = 0.211^\circ$ был фиксирован. Угловая расходимость падающего пучка регулировалась с помощью диафрагмы перед образцом на расстоянии 3236 мм. На рис. 2а представлена спектральная интенсивность микропучка нейтронов резонансов порядков $n = 0, 1, 2$ при различной угловой расходимости (FWHM) падающего пучка нейтронов. Интенсивность микропучка просуммирована по широкому интервалу конечных углов рассеяния $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$. Пунктирной линией показан уровень фона. Видно, что для малой угловой расходимости падающего пучка интенсивность микропучка мала, и резонансы порядков $n = 0, 1, 2$ чётко видны. С ростом угловой расходимости падающего пучка интенсивность микропучка увеличивается, а пучки резонансов $n = 0, 1, 2$ перекрываются. На рис. 2б приведена интегральная по длине волны нейтронов интенсивность микропучка резонансов $n = 0, 1, 2$ в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Можно видеть, что интенсивность микропучка увеличивается линейно

с ростом угловой расходимости падающего пучка. Это объясняется ростом спектральной ширины нейтронных резонансов внутри волновода.

Мы полагаем, что полученные результаты будут полезными как для более полного понимания нейтронооптических явлений в резонансных слоистых наноструктурах, так и для оптимизации работы плоских нейтронных волноводов.

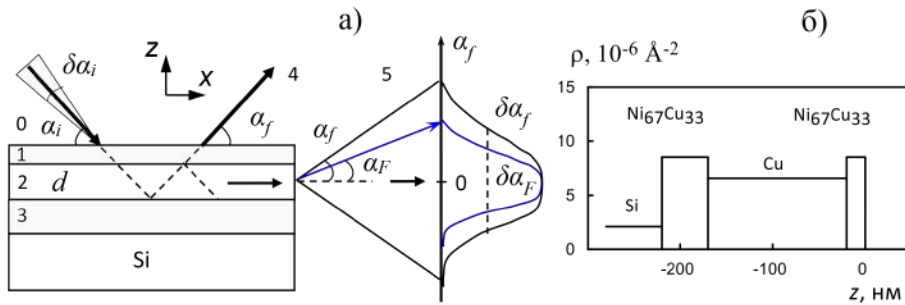


Рис. 1. (а) – Геометрия эксперимента: 0 – вакуум, 1 – верхний тонкий слой, 2 – волноводный слой; 3 – нижний толстый слой, 4 – зеркально отражённый пучок и 5 – микропучок. (б) ПДР волноводной структуры.

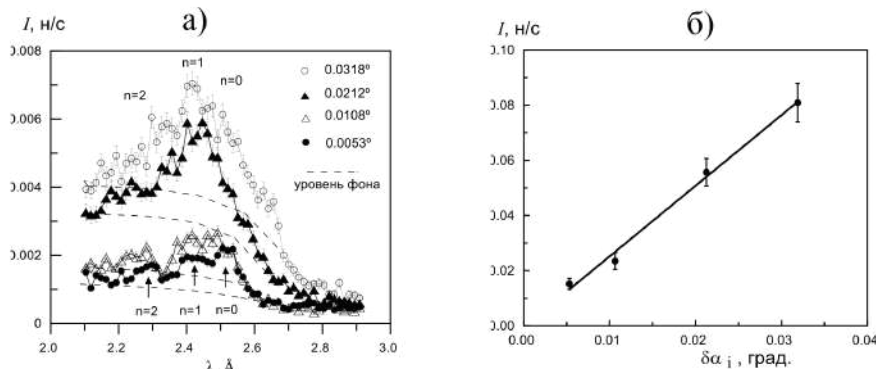


Рис. 2. (а) Спектр микропучка при различной угловой расходимости падающего пучка. (б) – Интегральная по длине волн нейтронов интенсивность микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего пучка.

1. F. Ott, Focusing Optics for Neutrons. In: Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics. Springer Series in Optical Sciences, **137**, 113–134 (2008).
2. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, I. Anderson, Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).
3. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville et al., NIM A **788**, 29 (2015).
4. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón и др., Физика твёрдого тела **56**, 63 (2014).
5. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko et al., Pis'ma ZhETF **102**, 3 (2015).
6. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ф. Раду, ЖЭТФ **154**, 698 (2018).
7. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller et al., NIM A **915**, 54 (2019).
8. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, ЖЭТФ **150**, 1094 (2016).
9. С. В. Кожевников, А. В. Петренко, ЖЭТФ **167**, 491 (2025).
10. F. Pfeiffer, X-ray and neutron waveguides, PhD thesis, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2002.