

## Спектральные и дифракционные свойства микроканальных пластин в длинноволновом рентгеновском диапазоне излучения

М. И. Мазурицкий<sup>1)</sup>, А. М. Лерер

Физический факультет Южного федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 2017 г.

В работе представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования пространственного распределения интенсивности, а также рентгеновские спектры излучения на выходе микроканальных пластин. В области энергии 90–2000 эВ использована модель плоской антенной решетки для излучения, прошедшего через упорядоченную систему сквозных полых микроканалов. Результаты расчета хорошо соответствуют экспериментальным данным, полученным с использованием параллельных пучков монохроматического синхротронного излучения. Представлены энергетические характеристики выходящего излучения, тонкая структура спектров которых соответствует спектрам отражения и флуоресценции в окрестности Si L- и Si K-краев поглощения.

DOI: 10.7868/S0370274X17090041

Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом сегодня лежит в основе многих методов исследования и технологий, причем не только физики, но и материаловедения, микроскопии в геологии и биологии, медицины и т.д. Современное развитие нанотехнологий и связанного с этим контроля в субмикронных областях требует развития новых методов фокусировки рентгеновского излучения. При этом особый интерес представляет длинноволновый рентгеновский диапазон в силу эффективности транспортировки излучения полыми микроканалами, а также использования этого вида излучения для исследования биологических и природных объектов.

Физические принципы (основы) оптики рентгеновского излучения связаны с явлением полного внешнего отражения под скользящими углами к поверхности твердого тела, когда коэффициент преломления, являясь комплексной величиной, близок по модулю к единице для любых материалов. Отражение и флуоресценция происходит с малых глубин, спектрально характеризуя электронные и оптические свойства самых верхних слоев вещества. Тонкая структура спектров в области аномальной дисперсии (вблизи краев поглощения) чувствительна к химическому состоянию поглощающего атома и ближайшему окружению.

Более двадцати пяти лет назад начало развиваться новое направление [1–4] в использовании скользящего падения рентгеновского излучения – оптика многократного отражения рентгеновского луча

от поверхности специальным образом изогнутых полых стеклянных цилиндрических микрокапилляров, позволившая достичь увеличения плотности, изменения расходимости и однородности излучения, поворота и формирования профиля рентгеновского пучка.

Микроканальные пластины (МКП) представляют собой поликапиллярные системы, содержащие стеклянные (преимущественно силикатные) цилиндрической формы полые микроканалы. Обладая комбинацией уникальных свойств (высокая эффективность пропускания, пространственное и временное разрешение), МКП могут быть использованы для фокусировки [5–7] и увеличения плотности излучения, изменения расходимости, однородности, поворота и формирования профиля пучка, проходящего через микроканалы излучения. Будучи большими по размеру и легкими, МКП нашли применение не только для управления потоками заряженных частиц, но также для фокусировки и фильтрации рентгеновского излучения [8].

Исследование распространения рентгеновского излучения через микрокапилляры представляет сложный процесс, зависящий от энергии излучения, а также от ряда характеристик и параметров рентгенооптической системы. Анализ структуры поля излучения в каналах волновода показал, что распространение гармоник обусловлено модовым характером распространения, которое можно представить, как “поверхностное каналирование” излучения – трансмиссию внутри ограниченного приповерхностного слоя [9, 10].

<sup>1)</sup>e-mail: mazurmik@gmail.com

В предыдущих работах [11–13] установлено, что флуоресценция, возбуждаемая внутри, способна распространяться вдоль полых микрокапилляров, что соответствует процессу транспортировки волноводом рентгеновского флуоресцентного излучения. В работах [14–17] исследован эффект каналирования возбуждаемой флуоресценции, получены угловые зависимости интенсивности рентгеновского излучения на выходе МКП. Настоящая работа посвящена исследованию дифракции монохроматического синхротронного излучения и спектральному распределению излучения, прошедшего сквозь микрокапилляры МКП в области аномальной дисперсии, соответствующей энергии возбуждения электронных переходов в окрестности Si  $L_{2,3}$ - и Si K-краев поглощения.

Исследованные образцы МКП (изготовленные ВТЦ “Баспик” [18]) представляют собой тонкие ( $\approx 0.27$  мм) плоские круглые пластины диаметром 20 мм, состоящие из свинцово-силикатного стекла. Сквозные отверстия микроканалов имеют гексагональную структуру в поперечном сечении МКП. Диаметр полых цилиндрических микроканалов равен 3.4 мкм, шаг структуры составляет 4.2 мкм (см. рис. 1а). Образцы МКП исследованы в режиме пропускания длинноволнового рентгеновского излучения. Дополнительными параметрами пластин являлись: отклонение от плоскопараллельности торцевых поверхностей – менее 1 мрад; наклон стенок цилиндрических микроканалов относительно нормали к поверхности пластины – менее 5 мрад.

Спектры, полученные с энергетическим разрешением 0.05 эВ и угловым разрешением 1.6 мрад, исследованы в синхротронном центре BESSY II (Optics Beamline) на экспериментальной сверхвысоковакуумной станции Reflectometer [19, 20], имеющей встроенный гониометр с четырьмя поворотными осями для детектора и образца, а также возможностью прецизионного перемещения по трем направлениям. Вакуумный объем позволяет исследовать на прохождение большие по размеру образцы. В данных экспериментальных условиях первичный квазипараллельный синхротронный пучок имел профиль поперечного сечения  $100 \times 100$  мкм и расходимость лучей, не превышающую 2.3 мрад.

На рис. 1б показана схема эксперимента исследования углового распределения интенсивности излучения и тонкой структуры рентгеновских спектров на выходе МКП. Первичное рентгеновское излучение направляют по нормали к поверхности плоской МКП, что соответствует нулевому положению образца. На выходе МКП пространственное и спек-

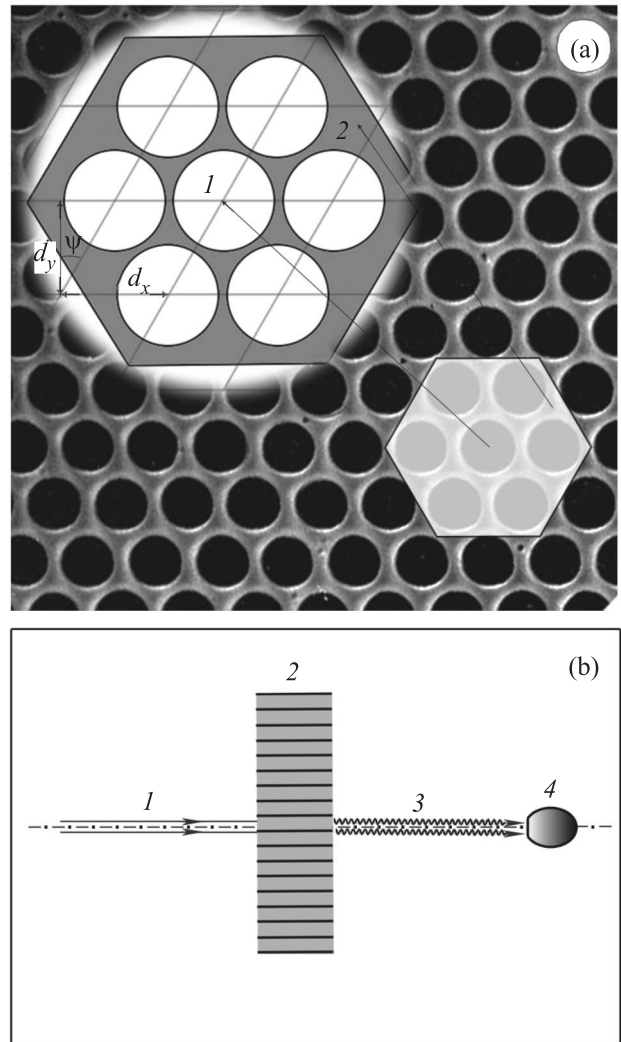


Рис. 1. (а) – Структура микроканальной пластины: 1 – полые микроканалы; 2 – свинцово-силикатное стекло. (б) – Схема эксперимента: 1 – первичный монохроматический пучок; 2 – микроканальная пластина; 3 – направление выхода рентгеновского излучения; 4 – фотодиод

тральное (энергетическое) распределение регистрируют фотодиодом, который мог вращаться и перемещаться в плоскости, перпендикулярной направлению первичного пучка. За нулевое положение детектора принимают направление первичного монохроматического излучения. Экспериментальные условия позволяют регистрировать с помощью фотодиода интенсивность рентгеновского излучения на выходе МКП, а также одновременно измерять зависимость силы электрического тока, проходящего через пластину (ток утечки) от энергии кванта первичного излучения.

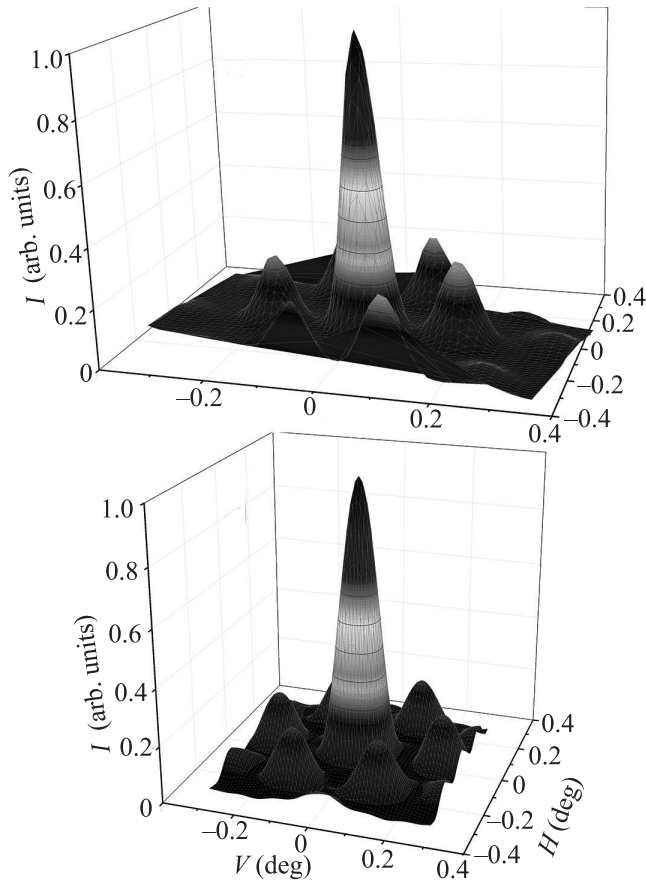


Рис. 2. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения на выходе МКП от углового положения детектора, сканирующего по вертикали  $V$  и горизонтали  $H$  в плоскости, перпендикулярной направлению первичного пучка ( $E = 90$  эВ): (а) – экспериментальные данные, (б) – теоретический расчет

Отношение интегральных интенсивностей излучения, прошедшего сквозь микроканалы МКП к интенсивности первичного пучка, позволяет оценить эффективность на прохождение. Измерения в диапазоне энергий 300–2000 эВ. показали, что для этой области рентгеновского излучения эффективность МКП на прохождение составляет 55–60 %, что соответствует параметрам пластин для видимого света. В диапазоне энергий 90–200 эВ наблюдалась дифракция длинноволнового излучения на выходе, т.е. угловое распределение интенсивности излучения на выходе содержало кроме центрального еще дополнительные максимумы. Таким образом, МКП можно рассматривать, как рентгеновскую дифракционную решетку.

На рис. 2а представлено распределение интенсивности рентгеновского излучения, экспериментально наблюдаемое на расстоянии 310 мм от образца. Ди-

фракционная картина имеет гексагональную симметрию, в которой центральный интенсивный максимум окружен правильным шестиугольником, содержащим пики меньшей интенсивности. Для энергии 90 эВ ( $\lambda = 13.8$  нм) и дифракционной решетки (МКП) с шагом структуры 4.2 мкм экспериментально наблюдается дифракционная картина, когда длина волны много меньше периода решетки. Очевидно, наблюдение дифракции в этой области длин волн стало возможным благодаря когерентным свойствам первичного пучка монохроматического излучения ондулятора. Вместе с тем, дифракция не наблюдалась для излучения с энергиями, большей 300 эВ.

Проведенный теоретический расчет, представленный на рис. 2б, соответствовал экспериментальным условиям (см. рис. 1б) и энергии излучения 90 эВ. Поскольку период структуры МКП равен 4.2 мкм, то узкий пучок ( $100 \times 100$  мкм) первичного рентгеновского излучения ( $E = 90$  эВ) примерно в 25 меньше линейного размера шага структуры МКП. Поэтому, в настоящей работе, в отличие от [14–17], где рассчитана дифракция плоской волны на бесконечной дифракционной решетке, мы использовали теорию излучения конечной антенной решетки (АР). Модель описывает АР, состоящую из не взаимодействующих излучателей, которыми в данном случае являлись отверстия (диаметром 3.4 мкм) в пластине, расположенные в области падения пучка первичного излучения.

Введем сферическую систему координат (ССК) с осью  $z$ , перпендикулярной поверхности МКП. Диаграмма направленности излучения АР, состоящей из одинаковых элементов (излучателей), определяется выражением:

$$\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_a(\theta, \varphi)\Phi_\nu(\theta, \varphi),$$

где  $\Phi_a(\theta, \varphi)$  – диаграмма направленности излучения антенной решетки, состоящей из изотропных излучателей,  $\Phi_\nu(\theta, \varphi)$  – диаграмма направленности единичного излучающего элемента,  $\theta, \varphi$  – углы ССК. В данном случае единичным антенным элементом является выходное отверстие капилляра МКП.

Нетрудно записать диаграмму направленности плоской гексагональной антенной решетки:

$$\Phi_a(\theta, \varphi) = \sum_p \sum_q \exp(ik\tau_{pq}), \quad (1)$$

где  $\tau_{pq} = \sin \theta (\cos \varphi x_{pq} + \sin \varphi y_q)$ ,  $x_{pq}, y_q$  – координаты центров капилляров,  $x_{pq} = pd_x + y_q \operatorname{tg} \psi$ ,  $y_q = qd_y$ ,  $d_x, d_y$  – периоды по осям  $x, y$  в структуре МКП;  $\psi$  – угол наклона к оси  $y$  (см. рис. 1а).

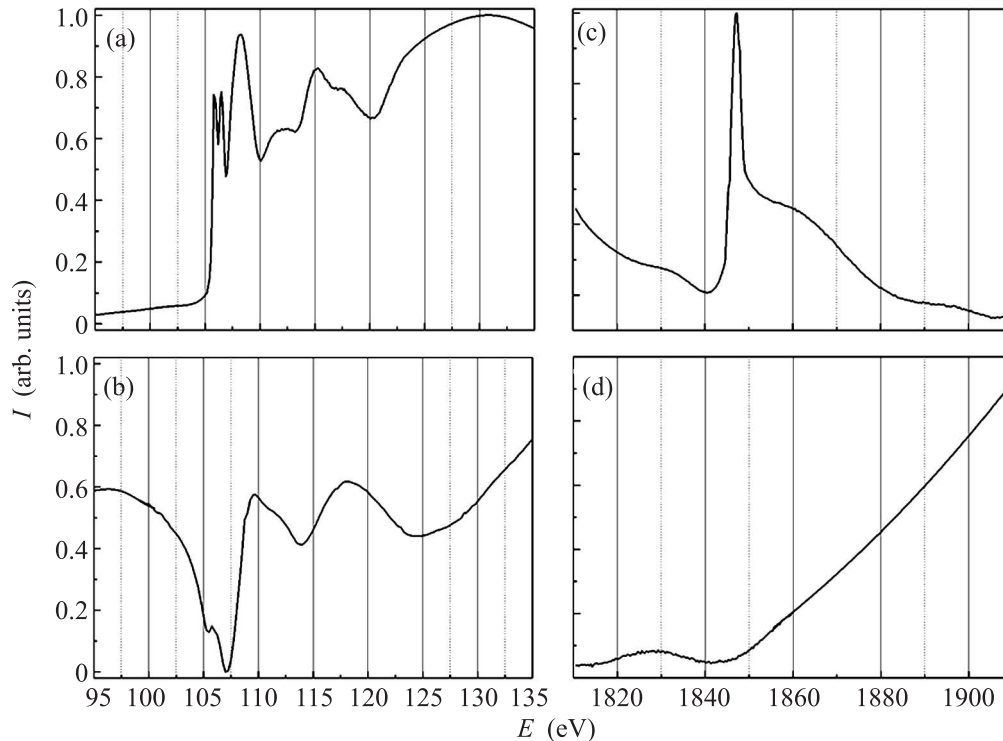


Рис. 3. Рентгеновские спектры, полученные в окрестности Si L- (a, b) и Si K- (c, d) краев поглощения. Спектры: (a, c) – ток утечки через материал стекла пластины; (b, d) – регистрация с использованием фотодиода на выходе МКП

Суммирование в (1) ведется по координатам центров на поверхности МКП, расположенных в области локализации пучка.

Теория возбуждения капилляра и излучения, выходящего из него, учитывала весь спектр распространяющихся в нем волн. Для экспресс-анализа мы приближенно полагали в качестве  $\Phi_\nu(\theta, \varphi)$  диаграмму направленности излучения, выходящего из круглого отверстия в непрозрачном экране:

$$\Phi_\nu(\theta, \varphi) = \frac{J_1(kR)}{kR}, \quad (2)$$

где  $J_1$  – функция Бесселя,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $R$  – радиус капилляра.

Результаты теоретического расчета, представленные на рис. 2b, хорошо соответствуют эксперименту. Это видно по угловому положению максимумов, окружающих центральный главный пик. Более строгие расчеты, основанные на волноводной модели распространения излучения внутри микроканалов [21], подтверждают справедливость применения выражения (2) для качественных и полуколичественных оценок. Теоретические оценки показывают также, что дифракционная картина наблюдается лишь до энергии первичного излучения, не превышающей 300 эВ. При увеличении энергии умень-

шаются угловые расстояния между центральным и последующими максимумами, что приводит к их слиянию.

Направив первичный пучок вдоль осей микроканалов и установив фотодиод в нулевое положение (см. рис. 1b), получаем спектры отражения и выхода флуоресценции (рис. 3) в окрестности Si L- и Si K-краев поглощения, поскольку материалом стенок микроканалов является силикатное стекло. Экспериментальные возможности Reflectometer наряду с угловым распределением интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего сквозь микроканалы МКП, позволяли получать спектры поглощения при фиксированном положении образца и детектора. Вместе с фотодиодом, регистрировавшим излучение, проходящее сквозь МКП в направлении первичного пучка, использовали второй детектор, который одновременно измерял поглощенное внутри микроканалов излучение по току, проходящему через материал стекла пластины. На рис. 3a, b показаны два спектра, полученные с высоким разрешением в области энергий Si L-края поглощения. Тонкая структура спектра на рис. 3a, полученная в результате измерений поглощения излучения стенками микроканалов, соответствует спектру выхода фотоэффекта (Fluorescence Yield) для кварца [22, 23]. Это свиде-

тельность поглощения излучения атомами кремния в приповерхностном слое микроканалов.

Спектр на рис. 3b был получен с использованием фотодиода на выходе МКП. Тонкая структура указывает на регистрацию в данном случае спектра отражения [14, 22] и свидетельствует о преобладании на выходе отраженного от стенок микроканалов первичного рентгеновского излучения. Очевидно, в этом случае доля возбуждаемой флуоресценции в спектре выходящего излучения незначительна. Можно предположить, что в данных экспериментальных условиях малый выход вторичного излучения вдоль осей микроканалов объясняется малым углом между первичным пучком и стенками каналов. В работе [16] установлено, что в этой области энергий выход рентгеновской флуоресценции наблюдается лишь при углах скольжения первичного излучения, больших некоторого значения ( $\theta \geq 5^\circ$ ), соответствующего половине критического угла.

Аналогичным образом были получены два спектра для области энергий первичного излучения, соответствующей Si K-краю поглощения. Соответствие тонкой структуры спектра на рис. 3c спектру поглощения [23–25] указывает на то, что и в этой области аномального рассеяния падающее под скользящим углом на стенки микроканалов излучение поглощается материалом стекла. В спектре на рис. 3d, полученном с использованием фотодиода на выходе пластины, нет тонкой структуры, которая бы очевидным образом указывала на характеристику этого спектра. Вместе с тем, для энергий квантов первичного излучения, больших Si K-края поглощения, наблюдается монотонный рост интенсивности рентгеновского излучения на выходе микрокапилляров. Можно предположить, что рентгеновское излучение, выходящее из поликапиллярной структуры, представляет смесь отраженного упруго от стенок излучения и рентгеновской флуоресценции, возбужденной внутри микроканалов. При этом, общий рост интенсивности на больших энергиях указывает на возрастание доли флуоресценции выходящего излучения.

Таким образом, экспериментально и теоретически исследовано пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения на выходе микроканальных пластин при скользящем падении монохроматического излучения на стенки микрокапилляров. С использованием математического моделирования процессов возбуждения и распространения рентгеновской флуоресценции в полых поликапиллярных волноводах получены угловые распределения интенсивности излучения на выходе поликапиллярных структур. Определены энергии первич-

ного излучения, при которых пучок синхротронного излучения дифрагирует на выходе поликапиллярных структур, а также предельные значения энергии первичного излучения, выше которых можно пренебречь дифракцией в МКП. Исследована тонкая структура рентгеновских спектров излучения, прошедшего через микрокапилляры, для энергий, соответствующих области аномальной дисперсии Si L<sub>2,3</sub>-и Si K-краев поглощения.

Работа выполнена при поддержке Южного федерального университета (базовая часть госзадания, проект БЧ0110-11/2017-38), а также синхротронного центра BESSY (Project HZB#16103426).

1. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов, И. Ю. Пономарев, И. А. Ходеев, Ю. П. Чертов, И. М. Шахпаронов, УФН **157**, 529 (1989).
2. М. А. Kumakhov and F. F. Komarov, Phys. Rep. **191**, 289 (1990).
3. S. B. Dabagov, M. A. Kumakhov, and S. V. Nikitina, Phys. Lett. A **203**, 279 (1995).
4. S. B. Dabagov, S. V. Nikitina, M. A. Kumakhov, N. S. Ibraimov, G. A. Vartanians, A. N. Nikitin, and L. Spielberger, Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B **103**, 99 (1995).
5. H. N. Chapman, K. A. Nugent, and S. W. Wilkins, Appl. Opt. **32**, 6316 (1993).
6. P. Kaaret, P. Geissbühler, A. Chen, and E. Glavinas, Appl. Opt. **31**, 7339 (1992).
7. J. P. Nussey, *Thesis submitted to the University Leicester for Degree of Doctor Philosophy*, (2005).
8. *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, ed. by K. Tsuji, J. Injuk, and R. Van Grieken, John Wiley & Sons (2004), Ltd ISBN: 0-471-48640-X.
9. С. Б. Дабаров, УФН **173**, 1083 (2003) [S. B. Dabagov, Phys. Usp. **46**, 1053 (2003)].
10. I. Bukreeva, A. Popov, D. Pelliccia, A. Cedola, S. B. Dabagov, and S. Lagomarsino, Phys. Rev. Lett. **97**, 184801 (2006).
11. М. И. Мазурицкий, П. В. Махно, Письма в ЖЭТФ **88**, 404 (2008) [M. I. Mazuritskiy and P. V. Makhno, JETP Lett. **88**(6), 351 (2008)].
12. M. I. Mazuritskiy, J. Synchrotron Rad. **19**, 129 (2012).
13. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, K. Dziedzic-Kocurek, and A. Marcelli, NIM B **309**, 240 (2013).
14. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, А. А. Новакович, Р. В. Ведринский, Письма в ЖЭТФ **98**, 150 (2013) [M. I. Mazuritskiy, A. M. Lerer, A. A. Novakovich, and R. V. Vedrinskii, JETP Lett. **98**, 130 (2013)].
15. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. Lerer, and A. Novakovich, J. Opt. Soc. Am. B **31**, 2182 (2014).
16. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, K. Dziedzic-Kocurek, and A. M. Lerer, NIM B **355**, 293 (2015).

17. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, Письма в ЖЭТФ **102**, 542 (2015) [M. I. Mazuritskiy and A. M. Lerer, JETP Lett. **102**, 483 (2015)].
18. Vladikavkaz Technological Center "BASPIK", Micro-channel Plates <http://www.baspik.com/eng/products/nauka/>.
19. A. A. Sokolov, F. Eggenstein, A. Erko, R. Follath, S. Künstner, M. Mast, J. S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, T. Zeschke, and F. Schäfers, Proc. of SPIE **9206**, 92060J-1 (2014).
20. F. Schäfers, P. Bischoff, F. Eggenstein, A. Erko, A. Gaupp, S. Künstner, M. Mast, J.-S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, A. Sokolov, and T. Zeschke, J. Synchrotron Rad. **23**, 67 (2016).
21. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, П. В. Махно, ЖЭТФ **150**, 1084 (2016) [M. I. Mazuritskiy, A. M. Lerer, and P. V. Makhno, JETP **123**, 942 (2016)].
22. E. Filatova, A. Stepanov, C. Blessing, J. Friedrich, R. Barchewitz, J.-M. Andre, F. Le Guern, S. Bac, and D. Troussel, J. Phys. Cond. Matter **7**, 2731 (1995).
23. B. Gilbert, B. H. Frazer, F. Naab, and J. Fournelle, Amer. Mineralog. **88**, 763 (2003).
24. Z. Y. Wu, F. Jollet, and F. Seifert, J. Phys. Condens. Matter. **10**, 8083 (1998).
25. D. Li, G. M. Bancroft, M. Kasrai, M. E. Fleet, R. A. Secco, X. H. Feng, K. H. Tan, and B. X. Yand, Amer. Mineralog. **79**, 622 (1994).