

01,09

Дифракция света на гофрированных поверхностях

© В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, И.П. Щербаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir.Hilarov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 15 декабря 2014 г.)

Получены образцы тонких фольг платины и лент аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ с фрактальной структурой поверхности из однонаправленных разномасштабных гофров. Поверхностный рельеф и атомная структура этих фольг исследовались методами дифракции медленных электронов, атомной силовой и сканирующей туннельной микроскопии. Показано, что Pt-фольги с таким рельефом поверхности могут быть использованы как отражательные дифракционные решетки. Предложена модель и по ней проведены расчеты рассеяния света от однонаправленных гофрированных поверхностных структур фольг Pt.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-02-00054).

1. Введение

Нано- и микроразмерные структуры, в том числе фрактальные, на поверхности металлов, полупроводников, аморфных сплавов и др. создают путем воздействия лазерного излучения, ионной бомбардировки, приложения механической нагрузки, с помощью электрохимических технологий [1–10]. Подобные структуры интересны для использования в оптике, физике прочности и деформации, механике сплошных сред, в гетерокатализе. В частности, дифракционные решетки, работающие в инфракрасной, видимой, ультрафиолетовой областях спектра вплоть до мягкого рентгена (МР), изготавливаются либо путем механической нарезки штрихов, либо литографическим способом [11,12]. Решетки, изготовленные нарезкой, устойчивы к интенсивным потокам света и рентгеновского излучения. Они хорошо работают в инфракрасном, видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах. Однако при переходе к вакуумному ультрафиолету и МР-диапазону эффективность таких решеток понижается. Это происходит из-за того, что нарезкой нельзя получить период решеток меньше чем 1/2500 nm. Решетки, изготовленные методом литографии, могут иметь меньший период, но большинство из них нестойко к высоким температурам и интенсивному излучению.

В работах [2,3,5–8] описаны фрактальные нано- и микроструктуры на поверхностях тонких фольг платины и лент аморфного сплава (АС) на основе железа $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$. В [2,5,7] изучены поверхности с однонаправленным гофрированным рельефом фольг Pt(111) и лент АС. В работе [2] высказано предположение, что такие поверхности могут послужить основой для изготовления отражательных дифракционных решеток, а в [8] это предположение экспериментально подтверждено.

Исторически первым теоретическим исследованием рассеяния волн на периодической поверхности является, по-видимому, исследование Рэлея [13], в котором в качестве поверхностного профиля выбиралась одномерная

синусоидальная функция. Было показано, что рассеяние волны от такой поверхности в случае, когда длина волны света меньше, чем пространственный период ($\lambda \ll L$), сводится к дифракции и вторичные отраженные волны образуют ряд дифракционных максимумов. В [14] Лысанов построил теорию рассеяния волн на периодическом рельефе при произвольном соотношении длины волны и пространственного периода неоднородности, а в [15] Лепорский экспериментально проверил теоретические результаты [14] для случая рассеяния звуковых волн. В частности, было показано, что угловое положение дифракционных максимумов хорошо описывается формулой

$$\sin \psi_s = \sin \psi_i + m \frac{\lambda}{L}. \quad (1)$$

Здесь ψ_i — угол падения, ψ_s — угол отражения, m — порядок дифракционного максимума. В [16,17] было предложено в качестве рассеивающей поверхности рассматривать модель масштабно-ограниченной фрактальной поверхности переноса, представляющей собой линейную комбинацию периодических функций вида

$$\xi(x) = \sigma C \sum_{n=0}^{N-1} (D-1)^n \sin(Kb^n x + \phi_n). \quad (2)$$

Здесь $1 < D < 2$ — фрактальная размерность одномерного рельефа, K — наибольший волновой вектор пространственной периодичности, $b > 1$ — параметр характерных пространственных масштабов (периодов) поверхности, ϕ_n — случайные фазы, которые выбираются из диапазона $(-\pi, \pi)$. Коэффициент C выбирается таким образом, чтобы среднеквадратичное отклонение функции $\xi(x)$ было равно σ .

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное изучение рассеяния света на гофрированной поверхности платиновой фольги и поверхности ленты АС.

2. Образцы и методика эксперимента

Основы методики изготовления тонких фольг платины с атомно чистыми поверхностями Pt(111) и фрактальным гофрированным рельефом описаны в [2,3,6]. В настоящей работе в качестве образцов использовались полосы платиновой фольги размерами $30 \times 4 \times (0.02-0.06)$ mm. Окончательная очистка и рекристаллизация поверхности проводились в сверхвысоком вакууме (СВВ) путем чередования циклов прогрева образцов в атмосфере кислорода при парциальном давлении $O_2 \sim 10^{-4}$ Pa при температуре 750–1100 K и отжига в СВВ при температуре 800–1900 K. При проведении этих процедур осуществлялся мониторинг поверхности фольг методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и электронной Оже-спектроскопии (ЭОС) в той же установке. Нами обнаружено, что для получения поверхностей с однонаправленными разномасштабными гофрами необходимо проведение динамической рекристаллизации образцов (отжиг при температуре 1950 K в процессе одноосного растяжения под нагрузкой порядка нескольких мегапаскаль).

Методами ДМЭ, ЭОС и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) установлено, что атомно чистая поверхность образована микрокристаллами Pt(111). Кроме того, метод ДМЭ позволяет оценивать и рельеф поверхности в процессе циклического отжига по разработанной нами методике [2], что невозможно осуществить с помощью СТМ и атомной силовой микроскопии (АСМ). После остывания образцов они переносились в другие экспериментальные установки. Прецизионное измерение рельефа поверхности фольг производилось методами АСМ и СТМ. Оптические измерения проводились на спектрометре с использованием полученных образцов фольг Pt в качестве дифракционной решетки.

Ранее нами было установлено, что на поверхности АС образуются фрактальные структуры различного типа [5–7]. В настоящей работе образцы АС были получены из лент, изготовленных методом спиннингования. После очистки их поверхностей в ацетоне и изопропиловом спирте они одноосно растягивались в атмосфере сухого азота. Исследования рельефа поверхности полученных образцов проводились методом СТМ.

Обработка изображений поверхностей платины и АС проводилась методами фрактального анализа „покрытий“ (box counting) и вейвлет (wavelet)-преобразований. При расчете фрактальных размерностей методом покрытий использовались свободно распространяемые программы Fraclab и Gwiddion.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Профили поверхности Pt и АС с однонаправленными разномасштабными гофрами. Экспериментальные результаты приведены на рис. 1–3. Аксонометрическое изображение рельефа поверхности платиновой фольги, полученное методом

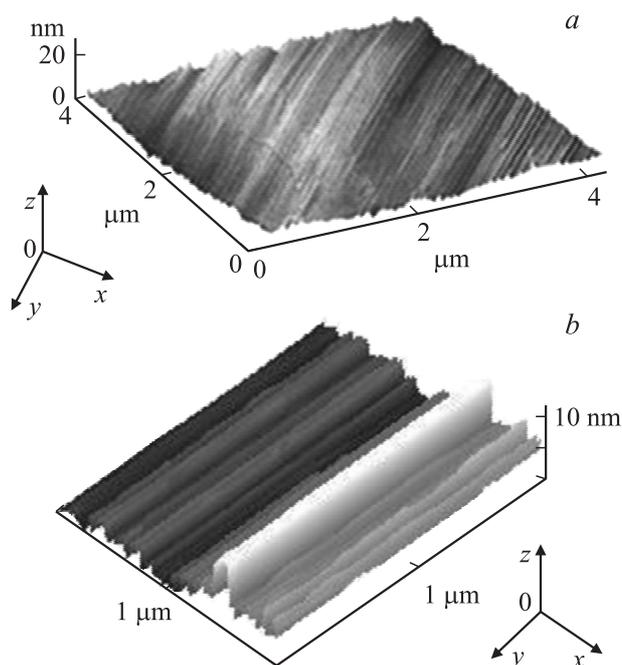


Рис. 1. Топограммы поверхностей фольг Pt и АС. *a* — АСМ топограмма платины, *b* — СТМ-топограмма АС.

АСМ, показано на рис. 1, *a*. Из рисунка видно, что рельеф состоит из однонаправленных гофров различных масштабов, которые накладываются друг на друга. Рис. 1, *b* демонстрирует подобную картину рельефа поверхности АС, полученную методом СТМ. Такие рельефы поверхности характерны для фрактальных структур [3]. В нашем случае фрактальность рельефа анизотропна. Для поверхности платины размерность вдоль направления гофров $D_{Oy} \approx 1$, т.е. поверхность в этом направлении евклидова, а поперек — $D_{Ox} \approx 1.3$. Общая фрактальная размерность, измеренная с использованием программы Gwiddion, дает величину $D_{GW} = 2.3$, т.е. поверхность полностью анизотропна. Для поверхности АС $D_{Oy} \approx 1$, $D_{Ox} \approx 1.2$, $D_{GW} = 2.2$. Отметим, что суммарная фрактальная размерность D_S , определяемая равенством

$$D_S = D_{Ox} + D_{Oy}, \quad (3)$$

совпадает с общей фрактальной размерностью D_{GW}

$$D_S = D_{GW}. \quad (4)$$

Такие соотношения характеризуют поверхности переноса [18].

3.2. Оптические спектры, полученные от поверхности Pt с однонаправленными разномасштабными гофрами. Наличие регулярных гофров разного масштаба в принципе позволяет использовать поверхности рассматриваемых фольг в качестве отражательных дифракционных решеток для различных длин волн падающего на них излучения.

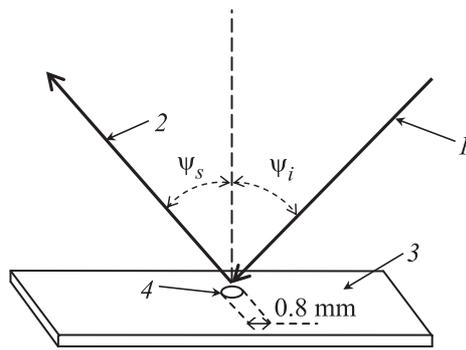


Рис. 2. Схема опыта по дифракции света от фрактальной поверхности Pt-фольги с однонаправленными гофрами, 1 — направление падающего луча из кварцевого оптоволоконна, 2 — отраженный луч, 3 — образец Pt-фольги, 4 — размер падающего пучка света.

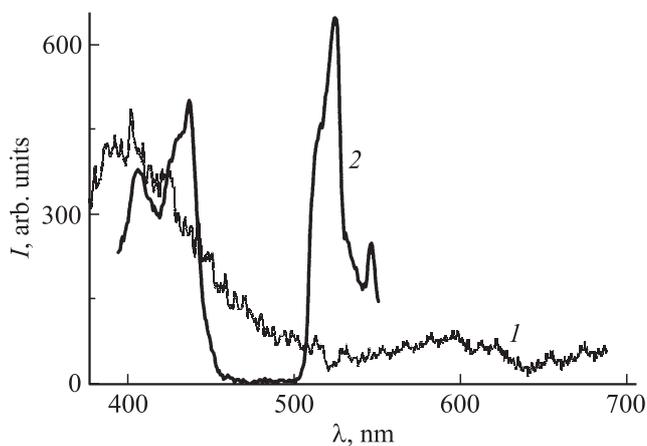


Рис. 3. Спектры галогенной лампы (1) и лампы ПРК-4 (2), полученные с использованием Pt-фольги в качестве дифракционной решетки.

Для поверхности платины можно выделить несколько типов гофров. Для первого расстояние между максимумами $d \approx 70 \text{ nm}$, что соответствует постоянной решетки $1/14\,000 \text{ mm}$. Для второго расстояние между максимумами $d \approx 1 \mu\text{m}$, что соответствует постоянной решетки $1/1000 \text{ mm}$. В случае третьего типа расстояние между максимумами $d \approx 10 \mu\text{m}$, что соответствует постоянной решетки $1/100 \text{ mm}$. Более подробно это обсуждается далее при рассмотрении модели дифракции.

Схема опыта по получению спектров с использованием поверхности платиновой фольги в качестве отражательной дифракционной решетки показана на рис. 2. В эксперименте угол $\psi_i = \psi_s$ составлял величину 30° . На рис. 3 приведены спектры для видимой области и ближнего ультрафиолета, полученные от галогенной лампы и лампы ПРК-4. Мы сравнили спектры, полученные с помощью нашей фрактальной решетки, со спектрами тех же источников, измеренными с использованием промышленного спектрометра. Оказалось, что основные черты спектров практически не различаются.

Уширение пиков в спектре ПРК-4 в нашем случае больше, что может быть связано с тем, что, во-первых, наши спектры получены при использовании площади решетки менее 1 mm^2 (рис. 2), а во-вторых, гофры-штрихи еще не достаточно совершенны.

3.3. Модель светорассеяния на фрактальных гофрированных поверхностях, полученных экспериментально.

Как показано выше, полученная система поверхностных гофров обладает свойствами поверхностей переноса, что позволяет нам предложить довольно простую модель дифракции.

Рис. 1 показывает, что поверхности фольги Pt и ленты АС представляют собой гофрированные структуры наложенных друг на друга периодических функций, протяженных в одном направлении, поэтому для анализа светорассеяния можно использовать профиль вида (2). На рис. 4 приведен амплитудный Фурье-спектр поверхностного профиля, изображенного на рис. 1, а, полученный вдоль сечения поверхности перпендикулярно гофрам. Такие спектры были использованы нами в дальнейшем для синтеза одномерного поверхностного профиля, соответствующего экспериментальному.

Поверхность платины предполагалась идеально отражающей. Светорассеяние рассчитывалось в приближении Кирхгофа. Действительно, поверхность является плавной с характерными масштабами, намного превышающими длины волн света. Для численного расчета использовались одномерные синтетические поверхностные профили, описываемые аналитическими функциями вида

$$\xi(x) = \sum_{n=1}^N A_n \sin(\mathbf{K}_n x + \phi_n). \quad (5)$$

Амплитуды A_n и волновые векторы \mathbf{K}_n выбирались из спектров поверхностного профиля (рис. 4), фазы ϕ_n выбирались случайным образом из диапазона $-\pi < \phi_n < \pi$. Полученный профиль нормировался

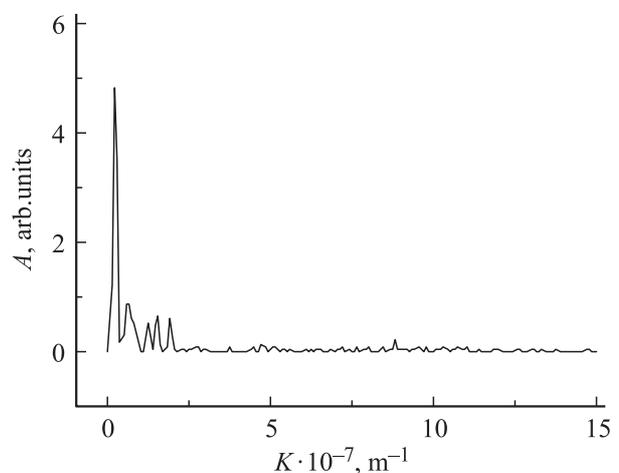


Рис. 4. Амплитудный Фурье-спектр профиля поверхности Pt-фольги (см. рис. 1, а) вдоль диагонали, перпендикулярной гофрам.

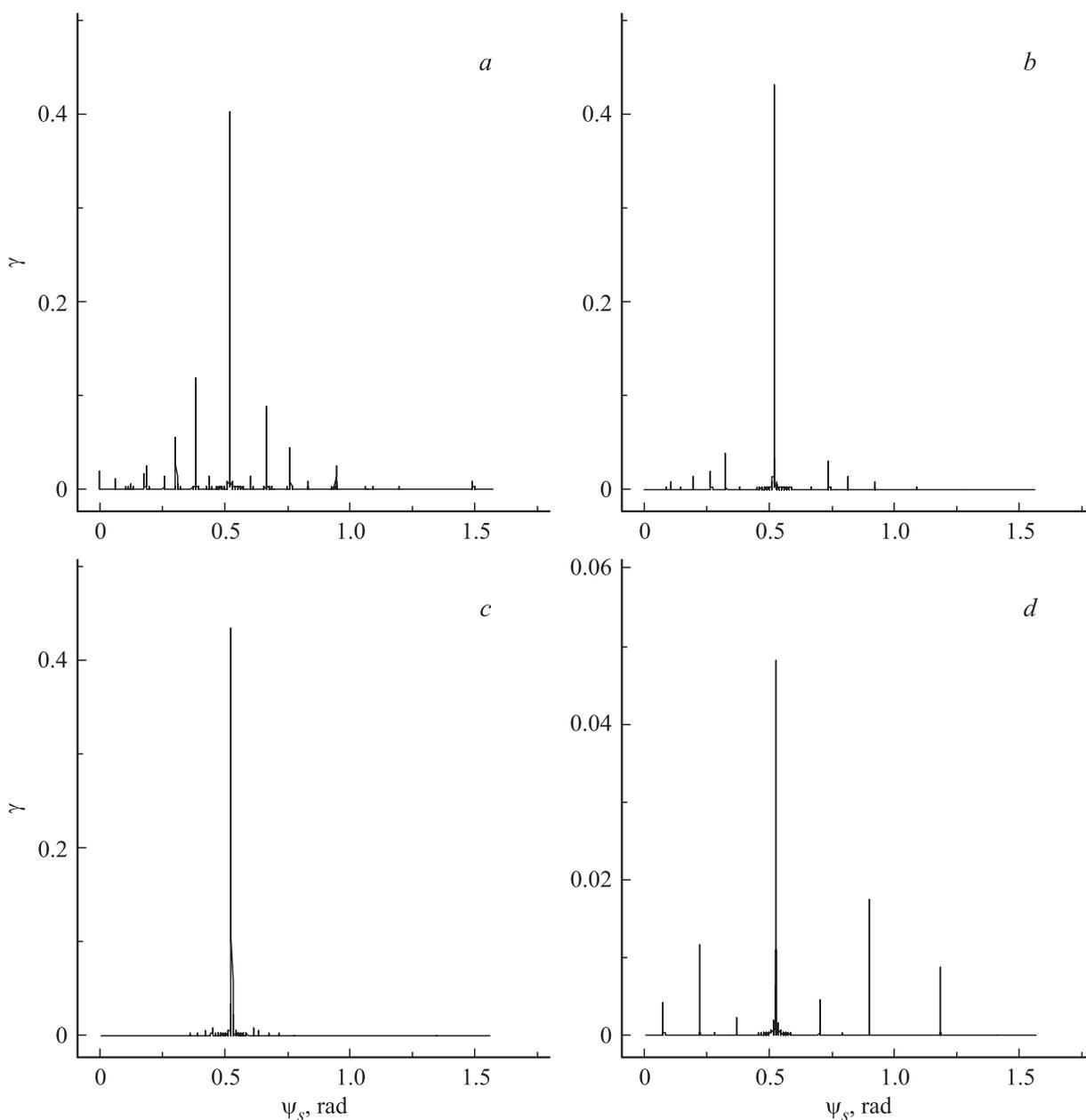


Рис. 5. Индикатрисы рассеяния красного света с длиной волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ (a–c) и ультрафиолета ($\lambda = 0.1 \mu\text{m}$) (d) на неоднородностях фрактальной поверхности Pt-фольги (см. рис. 1, a).

таким образом, чтобы его среднеквадратичная высота соответствовала экспериментальной поверхности. Такая процедура позволяла избежать численного интегрирования функции, содержащей заданный точечными отсчетами исходный профиль.

Выражение для индикатрисы рассеяния света гофрированной поверхностью переноса в приближении Кирхгофа может быть записано в виде [16,19–21]

$$\gamma = \left| \frac{E_{sc}}{E_{sc0}} \right| = \pm \frac{q^2}{q_z} \frac{1}{4L \cos \psi_i} \int_{-L}^L \exp[i(q_x x + q_z \xi(x))] dx. \tag{6}$$

Это выражение справедливо в случае падения светового потока перпендикулярно гофрам и в пренебрежении краевыми эффектами. Знак „плюс“ относится к поляризации падающего света параллельно, а знак „минус“ — перпендикулярно плоскости падения; E_{sc} — поле рассеяния гофрированной поверхностью с профилем $\xi(x)$, E_{sc0} — поле рассеяния идеальной проводящей поверхностью при горизонтальной поляризации в направлении зеркального отражения; $q_x = -k(\sin \psi_s - \sin \psi_i)$, $q_z = -k(\cos \psi_i + \cos \psi_s)$, ψ_i, ψ_s — углы падения и отражения. $L = 1 \text{ mm}$ — размер отражающей площадки, полученный из эксперимента.

Расчет индикатрисы рассеяния производился численным интегрированием (6) при заданном выражением (5) форме поверхностного профиля и угле падения $\psi_i = 30^\circ$. На рис. 5 приведены индикатрисы рассеяния красного света с длиной волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ (рабочая длина волны гелий-неонового лазера). Видно (рис. 5, *a*), что наиболее эффективно на этой частоте проявляется дифракция на крупномасштабных структурах поверхностного профиля, показанного рис. 1, *a*. При уменьшении характерных пространственных масштабов амплитуда боковых лепестков индикатрисы уменьшается (рис. 5, *b*), и они полностью отсутствуют на мелкомасштабной структуре (рис. 5, *c*): дифракция отсутствует. Однако, если использовать излучение меньшей длины волны — $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$ (область ультрафиолета), дифракционная картина вновь появляется (рис. 5, *d*). Такое поведение дифракционной картины полностью согласуется с общим условием дифракции Рэлея [13] ($\lambda \ll L$) и критерием применимости приближения Кирхгофа [22]

$$\frac{\lambda^2 h}{\Lambda^3} \ll \cos \psi_i,$$

где h — среднеквадратичная высота профиля, Λ — характерный период поверхностного рельефа. В противоположном предельном случае $\lambda > L$ дифракции нет, и светорассеяние сводится к отражению в зеркальном направлении, т. е. шероховатая поверхность в этом пределе ведет себя как идеально гладкая.

В [19,20] рассматривалось рассеяние волн от поверхности двумерного поверхностного профиля, представляющего собой обобщение (2). Основные результаты рассеяния волн от идеально рассеивающей поверхности вида (2) могут быть суммированы следующим образом [17–21]. Падающая волна ведет себя как измерительная линейка, выделяя характерные пространственные масштабы посредством брэгговских условий $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_{sp} + \sum_i m_i \boldsymbol{\beta}_i$, где \mathbf{k}_s — волновой вектор рассеянной волны, \mathbf{k}_{sp} — волновой вектор рассеяния в зеркальном направлении, $\boldsymbol{\beta}_i$ — волновой вектор пространственных гармоник рельефа, m_i — целые числа. Для профиля вида (2) $|\boldsymbol{\beta}_i| = Kb^i$. По мере уменьшения длины волны выделяются все более мелкие пространственные частоты. Таким образом, фрактальная структура представляет собой дифракционную решетку, которая работает в широком диапазоне пространственных масштабов. Направления рассеяния дифракционных максимумов определяются характерными волновыми векторами $\boldsymbol{\beta}_i$, а их величина — фрактальной размерностью D . Более высокие пространственные частоты рельефа дают дифракционные максимумы, отстоящие дальше от направления зеркального отражения. Увеличение фрактальной размерности приводит к увеличению интенсивности более далеких от зеркального направления максимумов, в то время как при низкой фрактальной размерности рассеянное поле в основном сосредоточивается в максимумах, близких к зеркальному.

4. Заключение

Подводя итог работы, необходимо отметить, что исследованные экспериментальные поверхности могут служить дифракционными решетками в широком диапазоне длин волн. При падении на решетку излучения, содержащего широкий диапазон длин волн (от мягкого рентгена до инфракрасного), эти длины волн сами „выбирают“ те периоды гофров, которые наиболее близки к ним. Предложенная модель позволяет рассчитывать дифракционную картину светорассеяния монохроматических пучков света на гофрированных поверхностях в зависимости от различных условий рассеяния (длины волны падающего света, размера рассеивающей площадки, угла падения и т. д.). Необходимо отметить, что полученные таким образом решетки устойчивы к высоким температурам. Так, нагрев в СВВ до 1500 К с последующим остыванием не нарушает поверхностные гофрированные структуры. Предполагается, что эти решетки должны быть устойчивы и к интенсивным радиационным излучениям.

Авторы благодарят А.В. Анкудинова и Б.А. Обидова за помощь в проведении экспериментов и обсуждение работы.

Список литературы

- [1] O. Kvitek, J. Siegel, V. Hnatowicz, V. Svorlik. *J. Nanomater.* **2013**, 743 684 (2013).
- [2] В.Е. Корсуков, С.А. Князев, А.Л. Буйнов, М.М. Корсукова, С.А. Немов, Б.А. Обидов. *Письма в ЖТФ* **39**, 8, 55 (2013).
- [3] В.Е. Корсуков, А.В. Анкудинов, А.Л. Буйнов, М.С. Варкентин, С.А. Князев, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов, И.И. Пронин. *ФТТ* **52**, 1423 (2010).
- [4] E.J.W. Berenschot, H.V. Jansen, N.R. Tas. *J. Micromech. Microeng.* **23**, 055 024 (2013).
- [5] В.Е. Корсуков, В.И. Бетехтин, М.С. Варкентин, В.Л. Гиляров, А.Г. Кадомцев, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов. *ФТТ* **55**, 729 (2013).
- [6] В.И. Бетехтин, В.Л. Гиляров, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов. *Изв. РАН. Сер. физ.* **73**, 1506 (2009).
- [7] М.С. Варкентин, В.Е. Корсуков, А.И. Слуцкер, В.И. Бетехтин, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов. *Вестн. ТГУ* **18**, 4, 235 (2013).
- [8] В.Е. Корсуков, А.В. Анкудинов, П.Н. Бутенко, С.А. Князев, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов, И.П. Щербаков. *Письма в ЖТФ* **40**, 18, 1 (2014).
- [9] A.J. Arvia, R.C. Salvarezza, W.E. Triaca. *J. New Mater. Electrochem. Systems* **7**, 133 (2004).
- [10] Y. Lei, Y. Du, J. Li, Z. Zhao, X. Liu, J. Guo, H. Niu. *J. Micromech. Microeng.* **24**, 015 007 (2014).
- [11] E.G. Loewen, E. Popov. *Diffraction gratings and applications.* Optical Engineering Ser. Marcel Dekker Inc., N.Y. (1997). V. 58. 601 p.
- [12] S. Reichelt, H. Tiziani, H. Zappe. *Proc. SPIE* **6292**, 629 205 (2006).

- [13] Дж. В. Стретт (Лорд Рэлей). Теория звука. ГИТТЛ, М. (1955). Т. 2. 475 с.
- [14] Ю.П. Лысанов. Акуст. журн. **1**, 58 (1955).
- [15] А.Н. Лепорский. Акуст. журн. **2**, 177 (1956).
- [16] D.L. Jaggard, X. Sun. J. Appl. Phys. **19**, 5456 (1990).
- [17] D.L. Jaggard, X. Sun. J. Opt. Soc. Am. **7**, 1131 (1990).
- [18] Е. Федер. Фракталы. Мир, М. (1991). 254 с.
- [19] А.В. Лактюнькин. Нелинейный мир **5**, 286 (2007).
- [20] К.Г. Куликов. ЖТФ **82**, 7, 14 (2012).
- [21] А.А. Потапов. Фракталы в радиофизике и радиолокации. Логос, М. (2002). 664 с.
- [22] P. Beckmann, A. Spizzichino. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. Pergamon, N.Y. (1963). 503 p.