

АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФАКТОРА ДЕБАЯ-ВАЛЛЕРА В РЕНТГЕНОВСКОМ РАССЕЯНИИ ОТ ВЕЛИЧИНЫ ПЕРЕДАННОГО ИМПУЛЬСА

© С. Р. Самбуева*

Бурятская государственная сельскохозяйственная академия им. В. Р. Филиппова
Россия, Республика Бурятия, 670010 г. Улан-Удэ, ул. Пушкина, 8.

*Email: sambueva@mail.ru

По данным прецизионных рентгенодифракционных экспериментов установлена аномальная зависимость фактора Дебая-Валлера от величины переданного импульса в области малых импульсов для силицида ванадия и кристаллического кремния, которая связывается с эффектом динамической деформации электронных оболочек. Проведено разложение электронной плотности во втором порядке по псевдопотенциалу с использованием обобщенного приближения RPA, что позволило связать наблюдаемую аномальную зависимость с параметрами межэлектронного взаимодействия (диэлектрической проницаемостью, псевдопотенциалом) и характеристиками динамики решетки (функцией корреляции ядер). Таким образом, показана принципиальная возможность извлечения из экспериментально полученных распределений валентной электронной плотности и фактора Дебая-Валлера микрохарактеристик кристалла: псевдопотенциала и диэлектрической проницаемости.

Ключевые слова: рентгеновская дифракция, зависимость фактора Дебая-Валлера от переданного импульса.

Введение

В модели жестких ионов принимается, что электронное облако, жестко связанное с ядром, при тепловых колебаниях отслеживает движение ядра, не меняя формы. Однако под влиянием теплового движения атомов электронное распределение искажается, электронные облака подвергаются динамической деформации. В работах [1–2] рассматриваются эффекты, обусловленные динамической деформацией электронного распределения. Авторами [2] проведены теоретические расчеты факторов Дебая-Валлера (ФДВ) кремния, алмаза, германия в интервале температур 1–1 000 К и серого олова при 1–280 К с использованием трех моделей: оболочечной [3], зарядов связей [2] и потенциала валентных сил [4]. В рамках моделей показано, что заряды связей и оболочки колеблются с существенно меньшей амплитудой, чем остовы, что приводит к зависимости ФДВ от импульса рассеяния p (вектора рассеяния) в области малых p .

В связи с вышеизложенным представляет интерес экспериментальное исследование указанного явления. В модели «жестких псевдоатомов» не предполагается изменение ФДВ от величины переданного импульса. В настоящей работе для силицида ванадия и тестовых материалов: кристаллических кремния и алюминия – обнаружена аномальная зависимость ФДВ от величины переданного импульса в области малых импульсов по прецизионным рентгенодифракционным данным при комнатной и низких температурах, а также по разложению электронной плотности во втором порядке по псевдопотенциалу с использованием обобщенного приближения RPA. Таким образом, получено экспериментальное подтверждение расчетов, ранее приведенных в работе [2].

Материалы и методы

Проведены прецизионные рентгенодифракционные эксперименты (автоматический дифрактометр «Синтекс-Р 2₁», MoK $_{\alpha}$ – излучение, графитовый монохроматор, $\theta/2\theta$ -сканирование) на монокристаллических сферических образцах V₃Si стехиометрического состава при температурах 293, 230, 140 К, а также на модельных кристаллах Si и Al при 293, 140 К. В ходе проведения экспериментов и последующей обработки были приняты меры для повышения точности результатов с учетом рекомендаций, изложенных в работах [5–12]. Массивы интегральных интенсивностей для V₃Si при трех температурах получены в полной сфере отражений до $\sin \theta / \lambda = 1,217 \text{ \AA}^{-1}$. Для других образцов массивы данных измерены в 1/2 сферы Эвальда. Относительные изменения интенсивностей контрольных отражений во время съемки составляли 1,8–2,0%. При проведении экспериментов при низких температурах точность поддержания температуры оценивалась по интенсивностям контрольных отражений и составляла 3–5 К. Некоторые условия проведения экспериментов и характеристики кристаллов приведены в табл.

Таблица

Некоторые условия проведения экспериментов для V_3Si и Si

Кристалл	V_3Si			Si	
Температура, К	293	230	140	293	140
Число измеренных отражений	6146	4040	7169	252	529
Общий фактор расходимости по всему массиву отражений R , %	1,4	1,7	1,6	2,1	2,3
Число независимых отражений	169	162	134	59	59
Период решетки a , Å	4,7244(5)	4,7222(5)	4,7193(5)	5,432(1)	5,430(1)
Радиус кристалла r , мм	0,116	0,116	0,116	0,150	0,150
μr	1,60	1,60	1,60	0,23	0,23
Функция упругих констант $\chi_{\text{appr.}} \cdot 10^{12} \text{ см}^2 \cdot \text{дин}^{-1}$	2,792	2,958	3,126	3,534	3,507
Фактор расходимости после уточнения R , %	0,6	0,5	0,6	0,9	0,5

Проведение азимутального сканирования и сравнение интенсивностей симметрично-эквивалентных отражений позволили отбраковать отражения, интенсивности которых отличались от среднего значения по группе эквивалентных отражений из-за многократного рассеяния, анизотропии поглощения и экстинкции, флуктуаций интенсивности первичного пучка, перекрытия пучка приспособлениями низкотемпературного устройства. Проводилось усреднение интенсивностей эквивалентных отражений, что позволило уменьшить ошибки измерений. В данном случае использование изотропного приближения вполне оправдано из-за кубической симметрии исследуемых кристаллов.

Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью программ модифицированного комплекса XTL. При переходе от интегральных интенсивностей к структурным амплитудам были учтены поправки на поглощение, тепловое диффузное рассеяние, множители поляризации и Лоренца, аномальную дисперсию. Поправка на поглощение вводилась для сферы. Для кремния ввиду малой величины μr множитель поглощения μ не учитывался. Расчет поправок на тепловое диффузное рассеяние проводился в однофононном приближении.

В процессе уточнения методом наименьших квадратов вместе с тепловыми параметрами атомов рассчитывались коэффициент вторичной экстинкции и масштабный множитель. После этого экспериментальные структурные амплитуды приводились к абсолютной шкале и в них вводилась поправка на вторичную экстинкцию.

Для атомов, находящихся в позиции с точечной группой кубической симметрии, имеется один независимый компонент тензора тепловых колебаний, и для структурной амплитуды имеем:

$$F(\vec{g}) = \sum_{j=1}^N f_j(\vec{g}) e^{-B \sin^2 \theta / \lambda^2} e^{2\pi i \vec{g} \cdot \vec{r}_j}, \quad B = 8\pi^2 \langle u^2 \rangle, \quad (1)$$

где $\vec{g}$ – вектор обратной решетки, $f_j(\vec{g})$ – функция атомного рассеяния, $e^{-B \sin^2 \theta / \lambda^2}$ – фактор Дебая-Валлера, $e^{2\pi i \vec{g} \cdot \vec{r}_j}$ – геометрический фактор, $\langle u^2 \rangle$ – средний квадрат амплитуды колебаний атомов. Суммирование ведется по атомам элементарной ячейки.

Вектор рассеяния $\vec{S}$ показывает переданный импульс $\vec{p}$. При упругом рассеянии модуль вектора рассеяния зависит от длины волны излучения λ и угла рассеяния θ :

$$S = 2 \sin \theta / \lambda. \quad (2)$$

Если разделить вклады различных атомов кристалла в структурные амплитуды и взять логарифм отношения этих структурных амплитуд при двух температурах T_1 и T_2 , то все члены в (1) кроме фактора Дебая-Валлера сократятся (малым изменением угла из-за расширения решетки можно пренебречь). Тогда имеем:

$$\frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T_1}}{F_{T_2}} = \langle u^2 \rangle_{T_2} - \langle u^2 \rangle_{T_1}. \quad (3)$$

Результаты и их обсуждение

Для силицида ванадия были разделены вклады в структурные амплитуды атомов V и Si и построены зависимости величины $\Phi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T_1}}{F_{T_2}}$ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ отдельно для атомов-компонент.

Влияние учета экстинкции можно видеть из графика *рис. 1б*, где использовались вычисленные структурные амплитуды. Из *рис. 1б* видно, что пренебрежение поправкой на вторичную экстинкцию в экспериментальных структурных амплитудах будет приводить к искажению зависимости в области малых значений $\sin \theta / \lambda$.

На *рис. 2а* представлен график для V_3Si для отражений, в структурные амплитуды которых вносят вклад только атомы ванадия. В области $\sin \theta / \lambda < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$, где рассеяние валентными электронами значительно (в области малых значений переданного импульса), имеется отклонение от зависимости (3). В области $\sin \theta / \lambda > 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ нет заметного наклона прямой, проведенной по методу наименьших квадратов, что показывает незначительность ангармонических членов четвертого порядка при этих температурах. Небольшой разброс точек около прямой в этой области может быть обусловлен анизотропией гармонических колебаний атомов ванадия $\langle u^2 \rangle$ и ангармонизмом третьего порядка.

Подобные особенности видны также на *рис. 2б*, где температуры $T_1 = 230 \text{ K}$, $T_2 = 293 \text{ K}$. Для атома кремния в V_3Si соответствующие графики приведены на *рис. 3*. Здесь также не наблюдается наклона прямой, а при $\sin \theta / \lambda < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ имеется аномальная зависимость.

График функции $\Phi(\sin^2 \theta / \lambda^2)$ для кристаллического кремния представлен на *рис. 4а*. Для отражений с $\sin \theta / \lambda < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ наблюдается аномальное поведение, аналогичное наблюдаемому в V_3Si . Для кристаллического Al (*рис. 4б*) не наблюдается заметного отклонения от ожидаемой зависимости, что, по-видимому, обусловлено преимущественно металлическим характером связи.

В работах [13–14] приводятся графики $\Phi(\sin^2 \theta / \lambda^2)$ для атомов ванадия в V_3Si при температурах $T_1 = 78 \text{ K}$, $T_2 = 293 \text{ K}$ (*рис. 1а*) и $T_1 = 13,5 \text{ K}$, $T_2 = 293 \text{ K}$. Значительный наклон прямой в области $\sin \theta / \lambda > 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ авторы объясняют большим вкладом ангармонического члена $\langle u^4 \rangle$ атомов ванадия при температуре 78 K . По-видимому, на этих графиках на зависимость Φ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ накладывается зависимость $\frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{K_1}{K_2} (\sin^2 \theta / \lambda^2)$

(где K_1 и K_2 – масштабные множители при температурах T_1 и T_2) при некорректном учете масштабных множителей. Если с учетом этого перестроить графики, то не наблюдается заметного наклона прямой (*рис. 1а*).

В [13–14] также, как в настоящей работе, наблюдалась аномальная зависимость для отражений, соответствующих валентным электронам. Такое поведение по мнению авторов [13–14] обусловлено значительным перераспределением валентной электронной плотности при понижении температуры от 293 K до $13,5 \text{ K}$. В связи с этим интересно сопоставление карт распределения электронной плотности (РЭП) в V_3Si при комнатной и низких температурах, полученных в настоящей работе.

На *рис. 5* представлены рассчитанные карты валентной электронной плотности при температурах 293 , 230 и 140 K в сечении $z = 0$. Это сечение проходит как через атом V , так и через атом Si . Для полноты сравнения на *рис. 6* приведены сечения $z = 0,125$, проходящие через середину связи атомов ванадия из разных цепочек. Анализ карт РЭП на *рис. 5, 6* показывает, что особенности зарядового распределения в V_3Si при температурах 293 , 230 и 140 K одни и те же. При понижении температуры наблюдается уменьшение «размытия» электронной плотности на тепловое движение атомов.

Таким образом, в V_3Si не наблюдается существенного зарядового перераспределения в интервале температур 293 – 140 K . Это позволяет предположить, что аномальное поведение фактора Дебая-Валлера не связано с влиянием температурной зависимости валентной электронной плотности, как это предполагалось в работе [13]. Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что наблюдаемое явление характерно как для переходного элемента Si , так и для кремния в соединении переходного металла V_3Si . Другим обстоятельством, противоречившим предположению авторов работы [13], является то, что обнаруженное отклонение наблюдается независимо от температурного интервала, в котором проводилось исследование. В качестве объяснения наблюдаемой аномальной зависимости можно использовать рассмотренное выше предположение, что валентные электроны не следуют полностью за движением ядер.

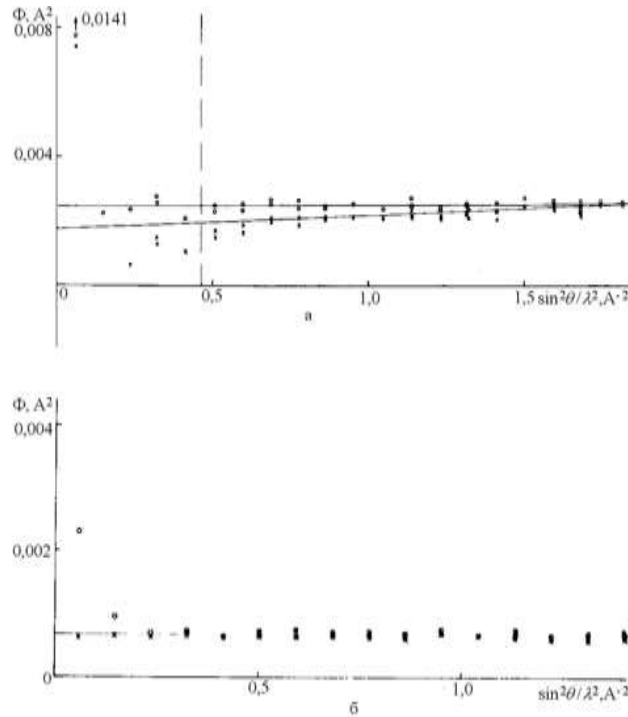


Рис. 1. Зависимость величины $\Phi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T1}}{F_{T2}}$ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ для атомов ванадия в силициде ванадия: (а) $T_1 = 78$ К, $T_2 = 293$ К, х – данные [13], о – исправленные данные [13]; (б) $T_1 = 230$ К, $T_2 = 293$ К, х – для вычисленных структурных амплитуд без введения поправки на вторичную экстинкцию, о – с введением поправки.

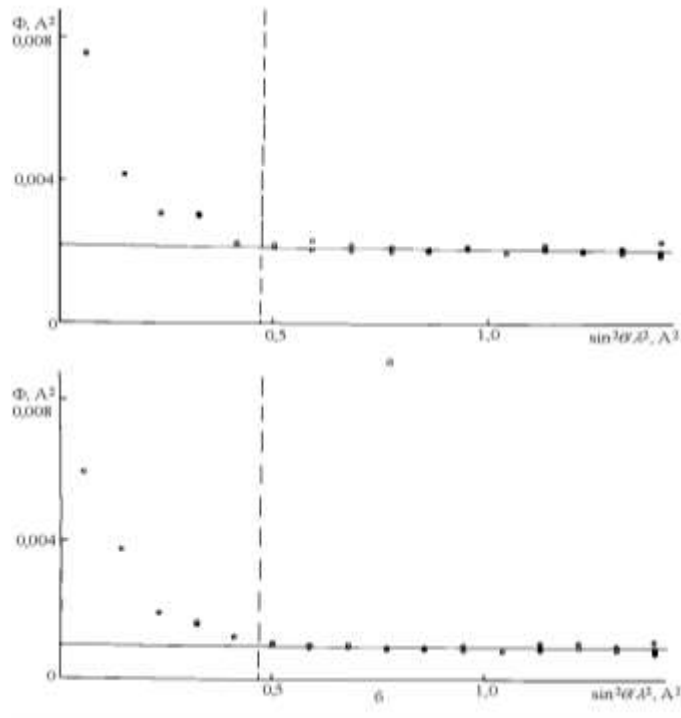


Рис. 2. Зависимость величины $\Phi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T1}}{F_{T2}}$ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ для атомов ванадия в силициде ванадия: (а) $T_1 = 140$ К, $T_2 = 293$ К; (б) $T_1 = 230$ К, $T_2 = 293$ К.

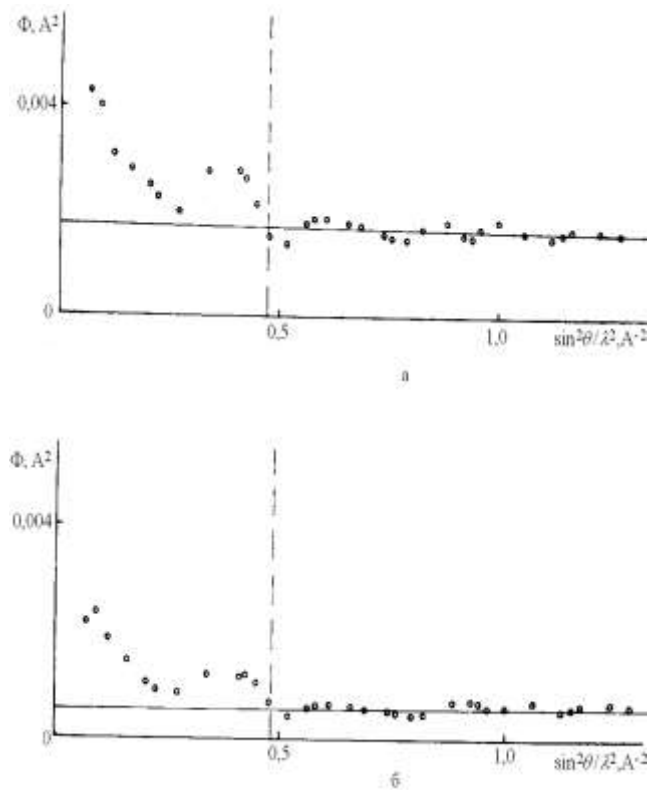


Рис. 3. Зависимость величины $\Phi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T_1}}{F_{T_2}}$ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ для атомов кремния в силициде ванадия: (а) $T_1 = 140$ К, $T_2 = 293$ К; (б) $T_1 = 230$ К, $T_2 = 293$ К.

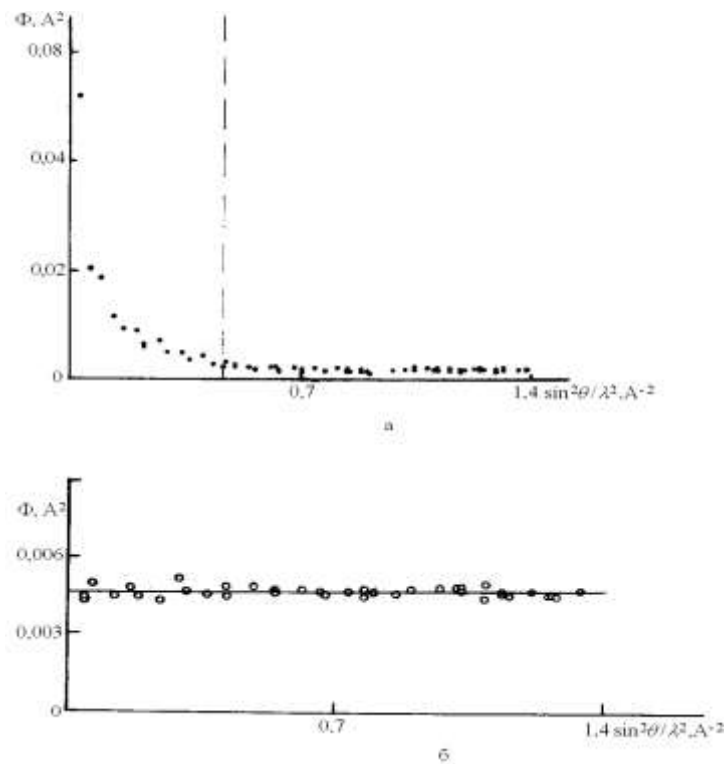
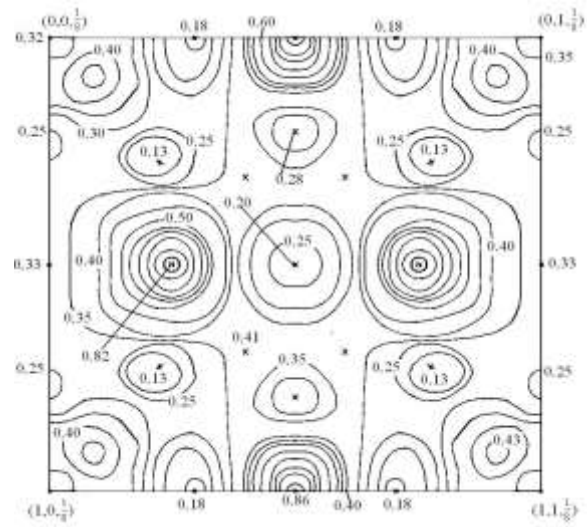
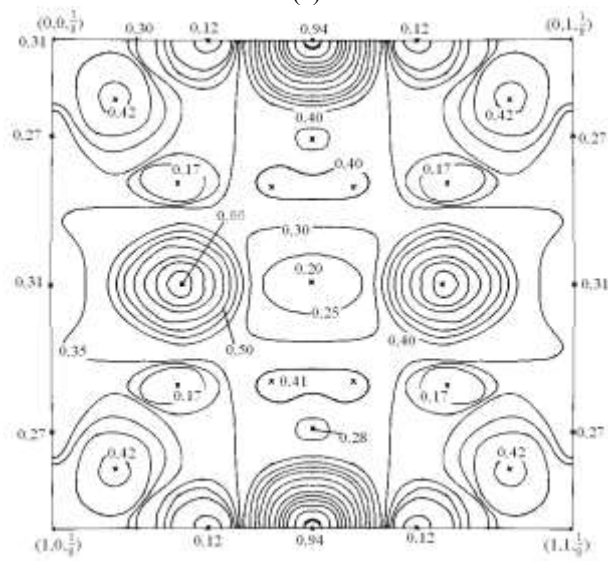


Рис. 4. Зависимость величины $\Phi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta} \ln \frac{F_{T_1}}{F_{T_2}}$ от $\sin^2 \theta / \lambda^2$ для кристаллических кремния (а) и алюминия (б); $T_1 = 140$ К, $T_2 = 293$ К.

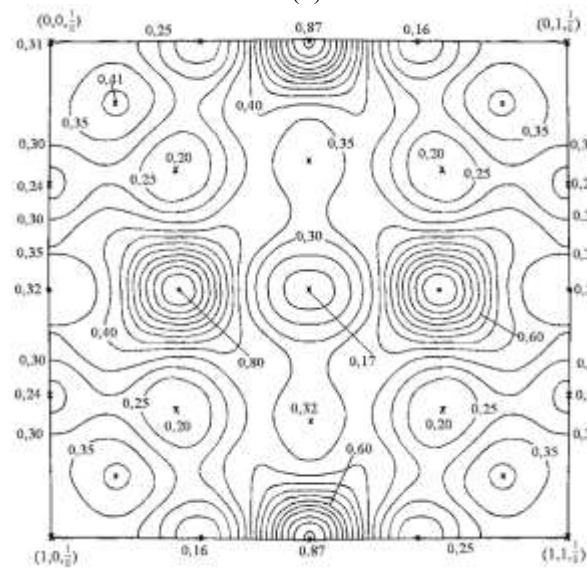
Рис. 5. Распределение валентной электронной плотности в V_3Si в сечении $z = 0$:
(а) при $T = 293$ К; (б) при $T = 230$ К; (в) при $T = 140$ К.



(a)



(б)



(в)

Рис. 6. Распределение валентной электронной плотности в V_3Si в сечении $z = 0,125$:
 (а) при $T = 293$ К; (б) при $T = 230$ К; (в) при $T = 140$ К.

Стандартный вывод выражения для показателя W температурного фактора дает:

$$W = \frac{1}{2} P_{\alpha}^2 \langle u_{\alpha 0}^2 \rangle_{\alpha} + \dots, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где $\langle u_{\alpha 0}^2 \rangle_{\alpha}$ – средний квадрат амплитуды колебаний ядер.

Выражение (4) справедливо для рассеяния нейтронов, а для рассеяния рентгеновских лучей, происходящего на электронах, только тогда, когда при колебаниях решетки электроны полностью следуют за ионами (модель «жестких псевдоатомов»). В действительности электроны связаны с ядрами дальнедействующими силами. Потенциал сместившегося иона увлекает электронное облако за собой, но взаимодействие с ионными остовами и с электронными облаками соседних атомов видоизменяет форму движущихся облаков электронной плотности (не нарушая адиабатической подстройки движения электронов за ионами). В результате эффективное $\langle u_{\alpha 0}^2 \rangle$ для электронов отличается от $\langle u_{\alpha 0}^2 \rangle$ для ядер. Этот эффект наиболее сильно выражен для валентных электронов, которые находятся в среднем дальше от ядра, т.е. $\langle u_{\alpha 0}^2 \rangle$ зависит от импульса при малых импульсах.

Проведено разложение электронной плотности во втором порядке по псевдопотенциалу с использованием обобщенного приближения RPA, что позволило связать наблюдаемую аномальную зависимость $W(p)$ с параметрами межэлектронного взаимодействия (диэлектрической проницаемостью $\mathcal{E}(p)$, псевдопотенциалом $V(p)$) и характеристиками динамики решетки (функцией корреляции ядер $\Lambda(R_i - R_j)$):

$$W(p) = \frac{1}{2} P_{\alpha}^2 \langle u^2 \rangle_{\alpha} - \frac{1}{\pi(p) V(p)} \sum_{p' p''} I(p, p', p'') \times \\ \times \frac{V(p') V(p'')}{\mathcal{E}(p') \mathcal{E}(p'')} P_{\alpha}^{\prime} P_{\beta}^{\prime \prime} \sum_i \Lambda^{\alpha \beta}(R_i - R_j) e^{i p_{\alpha}^{\prime} (R_i - R_j)}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, \quad (5)$$

где $\pi(p)$ и $I(p, p', p'')$ – поляризационный оператор и трехполюсник; p, p', p'' принадлежат обратной решетке. В отличие от выражения для «ядерного» фактора Дебая–Валлера (4) выражение (5) содержит функцию корреляции для ядер, а не среднюю ядерную амплитуду колебаний.

Можно видеть из (5), что данные о факторе Дебая–Валлера, полученные для малых импульсов, допускают выделение добавочной информации об электронных свойствах вещества: формула содержит псевдопотенциал и диэлектрическую проницаемость. $V(p)$ и $\mathcal{E}(p)$ можно также связать с экспериментальной валентной электронной плотностью. Таким образом, имеется принципиальная возможность извлечения из экспериментально полученных распределений валентной электронной плотности и фактора Дебая–Валлера микрохарактеристик кристалла, в частности псевдопотенциала и диэлектрической проницаемости.

Заключение

Исследована зависимость фактора Дебая–Валлера в рентгеновском рассеянии от величины переданного импульса для кристаллов с различными типами химической связи. Обнаружена аномальная зависимость фактора Дебая–Валлера от величины переданного импульса в области малых импульсов для силицида ванадия и кристаллического кремния, которая связывается с эффектом динамической деформации электронных оболочек. Полученные в работе результаты могут быть использованы для создания более реалистических моделей электронной структуры и динамики решетки исследованных кристаллов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кодесс Б. Н., Самбуева С. Р., Красножен А. П. Нелинейная зависимость фактора Дебая–Уоллера от переданного импульса в КДР. В сб.: Тез. докл. на II Всесоюзной конф. по физико-химическим основам технологии сегнетоэлектрических и родственных им материалов. Звенигород, 1983. С. 21. [Kodess B. N., Sambueva S. R., Krasnozhen A. P. Nelineinaya zavisimost' faktora Debaya-Uollera ot peredannogo impul'sa v KDR. In: Theses of the 2nd All-Union Conference on Physical and Chemical Foundations of the Technology of Ferroelectric and Related Materials. Zvenigorod, 1983. P. 21].
2. Reid J. S., Pirie J. D. Dynamic deformation and the Debye-Waller factors for silicon-like crystals // Acta Crystallographica. 1980. Vol. A36. P. 957–965. URL: <https://doi.org/10.1107/S0567739480001982>
3. Dolling G. Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. Vienna: IAEA, 1963. P. 37–47.
4. Tubino R., Piseri L., Zerbi G. Lattice dynamics and spectroscopic properties by a valence force potential of diamond-like crystals: C, Si, Ge and Sn // Journal of Chemical Physics. 1972. Vol. 56. No. 3. P. 1022–1039. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1677264>
5. Китайгородский А. И. Рентгеноструктурный анализ. М.: Книга по Требованию, 2012. 652 с. [Kitajgorodskij A. I. X-ray structural analysis. Moscow: Kniga po Trebovaniyu, 2012. 652 p.].
6. Илюшин А. С., Орешко А. П. Дифракционный структурный анализ в 2-х ч. Ч. 1. М.: Юрайт, 2020. 327 с. [Iljushin A. S., Oreshko A. P. Diffraction structural analysis in 2 parts. Pt. 1. Moscow: Yurajt, 2020. 327 p.].
7. Илюшин А. С., Орешко А. П. Дифракционный структурный анализ в 2-х ч. Ч. 2. М.: Юрайт, 2020. 299 с. [Iljushin A. S., Oreshko A. P. Diffraction structural analysis in 2 parts. Pt. 1. Moscow: Yurajt, 2020. 299 p.].
8. Анисович А. Г. Рентгеноструктурный анализ в практических вопросах материаловедения. Минск: Белорусская наука, 2017. 207 с. [Anisovich A. G. X-ray diffraction analysis in practical issues of materials science. Minsk: Beloruskaya Navuka, 2017. 207 p.].

9. Носик В. Л. Теоретические аспекты взаимодействия рентгеновского излучения с кристаллами с искаженной решеткой: Автореф. ... д-р. физ.-мат. наук. М.: Нац. исслед. центр «Курчатовский институт», 2015. 22 с. [Nosik V. L. Theoretical aspects of the interaction of X-ray radiation with crystals with a distorted lattice: Abstract of doctoral thesis in physics and mathematics. Moscow: National Research Center "Kurchatov Institute", 2015. 22 p.].
10. Винтайкин Б. Е. Физика твердого тела. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2009. 360 с. [Vintaikin B. E. Solid state physics. Moscow: Bauman Moscow State Technical University, 2009. 360 p.].
11. Цирельсон В. Г. Прецизионный рентгеноструктурный анализ кристаллов // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т. 6, №6(55). С. 98–104. [Tsirel'son V. G. Precision X-ray diffraction analysis of crystals // Sorosovskii Obrazovatel'nyi Zhurnal. 2000. Vol. 6. No. 6(55). P. 98–104].
12. Als-Nielsen J., McMorrow D. Elements of modern X-ray physics. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2011. 448 p. URL: <https://doi.org/10.1002/9781119998365>
13. Staudenmann J.-L., Testardi L. R. X-ray determination of anharmonicity in V_3Si // Physical Review Letters. 1979. Vol. 43. P. 40–43. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.40>
14. Staudenmann J.-L. Superconductivity in d- and f-band metals // Solid State Communications. 1978. Vol. 26. No. 8. P. 248–253.

Поступила в редакцию 28.01.2026 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2026.2.3

**ANOMALOUS DEPENDENCE OF THE DEBYE-WALLER FACTOR
IN X-RAY SCATTERING ON THE MAGNITUDE
OF THE TRANSFERRED MOMENTUM**

© S. R. Sambueva

*Buryat State Academy of Agriculture named after V. Philippov,
8 Pushkin st., 670010 Ulan-Ude, Russia.*

Email: sambueva@mail.ru

According to the data of precision X-ray diffraction experiments, an anomalous dependence of the Debye–Waller factor on the transferred momentum has been established in the low-momentum region for vanadium silicide and crystalline silicon, which is associated with the effect of dynamic deformation of electron shells. A second-order expansion of the electron density in pseudopotential was performed using the generalized RPA approximation, which allowed us to relate the observed anomalous dependence to the parameters of electron-electron interaction (the permittivity, pseudopotential) and lattice dynamics characteristics (the nuclear correlation function). Thus, it has been demonstrated the fundamental possibility to extract crystal microcharacteristics, pseudopotential and permittivity, from the experimentally obtained distributions of valence electron density and the Debye–Waller factor.

Keywords: X-ray diffraction, dependence of the Debye–Waller factor on the transferred momentum.

Received 28.01.2026.

Об авторе / About the author

САМБУЕВА Светлана Раднаевна

Канд. хим. наук, доцент, доцент кафедры
«Естественно-научные дисциплины».

Бурятская государственная сельскохозяйственная
академия им. В. Р. Филиппова».

Email: sambueva@mail.ru

SAMBUEVA Svetlana Radnaevna

Candidate of Chemical Sciences, Docent,
Associate Professor of the Department of Natural Sciences.

Buryat State Academy
of Agriculture named after V. Philippov.

Email: sambueva@mail.ru