

ISSN 2500-316X (Online)

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-6-121-129>



УДК 538.913, 538.958, 538.975

Генерация терагерцевого излучения с поверхности объемного слоистого и монослойного диселенида вольфрама

Д.И. Хусяинов[@],
А.В. Горбатова,
А.М. Буряков

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва 119454, Россия
[@]Автор для переписки, e-mail: d.khusyainov@gmail.com

Исследование сверхбыстрого лазерного взаимодействия с графеноподобными материалами на основе дихалькогенидов переходных металлов привлекает большое количество научных коллективов. В первую очередь это связано с потенциальным использованием этих материалов в гибких оптоэлектронных устройствах видимого и терагерцевого диапазона (ТГц-диапазона). В работе проанализированы параметры генерации терагерцевого поля с поверхности объемного слоистого кристалла и монослойной пленки диселенида вольфрама. Генерация терагерцевого излучения с поверхности экспериментальных образцов была исследована методом терагерцевой спектроскопии временного разрешения в геометрии на отражение. Объемный слоистый кристалл диселенида вольфрама был выращен методом газотранспортных реакций. Монослойные кристаллиты диселенида вольфрама были получены методом химического осаждения из газовой фазы. Ширина спектра генерируемого терагерцевого излучения с поверхности объемного слоистого кристалла диселенида вольфрама составила ~ 3.5 ТГц. Для монослойной пленки диселенида вольфрама этот показатель составил ~ 2.5 ТГц. Пиковое значение амплитуды генерируемого терагерцевого поля для обоих образцов соответствовало частоте ~ 1 ТГц. Изучено влияние угла поворота плоскости поляризации оптической фемтосекундной накачки на величину размаха колебания импульса терагерцевого поля, генерируемого с поверхности объемного слоистого кристалла и монослойной пленки диселенида вольфрама. Симметричный анализ азимутальной зависимости ТГц-излучения позволил разделить механизмы этого излучения и

оценить их вклад. На основе результатов анализа было подтверждено, что единственно возможным вкладом в генерацию терагерцевого излучения в монослойном кристалле диселенида вольфрама выступает нелинейно-оптический эффект второго порядка – оптическое выпрямление. В объемном слоистом кристалле диселенида вольфрама одним из вкладов в генерацию терагерцевого излучения является нелинейно-оптический эффект третьего порядка – поверхностное оптическое выпрямление.

Ключевые слова: двумерные полупроводники, дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), диселенид вольфрама (WSe_2), ТГц-спектроскопия временного разрешения.

Для цитирования: Хусьяинов Д.И., Горбатова А.В., Буряков А.М. Генерация терагерцевого излучения с поверхности объемного слоистого и монослойного диселенида вольфрама. *Российский технологический журнал*. 2020;8(6):121-129. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-6-121-129>

Terahertz generation from surface of the bulk and monolayer tungsten diselenide

Dinar I. Khusyainov[@],
Anastasiya V. Gorbatova,
Arseniy M. Buryakov

MIREA – Russian Technological University, Moscow 119454, Russia
@Corresponding author, e-mail: d.khusyainov@gmail.com

The study of ultrafast laser interaction with graphene-like materials based on transition metal dichalcogenides attracts most scientific groups. It is connected with potential use of these materials in flexible optoelectronic devices of visible and THz range. In this paper the parameters of generation of terahertz field from the surface of bulk layered crystal and monolayer film of tungsten diselenide are analyzed. Generation of terahertz radiation from the surface of experimental samples was studied by the terahertz time-domain spectroscopy in reflection geometry. Bulk layered crystals of tungsten diselenide were grown by gas transport reactions. Monolayers of tungsten diselenide crystals were grown by chemical vapor deposition on a silicon substrate. The bandwidth of the generated terahertz radiation from the surface of the bulk layered tungsten diselenide crystal was ~ 3.5 THz. For tungsten diselenide monolayer the spectrum bandwidth of the generated THz radiation was ~ 2.5 THz. The peak amplitude of the generated terahertz field for both samples was at a frequency of ~ 1 THz. Research of the influence of the angle of rotation of a polarization plane of optical femtosecond pump on peak-to-peak amplitude of the generated terahertz field from the surface of investigated samples was carried out. Symmetry analysis of the azimuthal dependence of THz radiation made it possible to separate the mechanisms of THz radiation and evaluate their contribution. The analysis results confirm that the only possible contribution to the generation of terahertz radiation in a tungsten diselenide monolayer crystal is the second order nonlinear optical effect – optical rectification. One of the contributions to the generation of tungsten diselenide is a nonlinear-optical effect of the third order – surface optical rectification.

Keywords: two dimensional semiconductors, transition metal dichalcogenides, tungsten diselenide, THz time-domain spectroscopy.

For citation: Khusyainov D.I., Gorbatova A.V., Buryakov A.M. Terahertz generation from surface of the bulk and monolayer tungsten diselenide. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2020;8(6):121-129 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-6-121-129>

Введение

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) – MX_2 (MoS_2 , WSe_2 , WS_2 , MoSe_2 и т.д.) – это новый класс слоистых графеноподобных материалов. В отличие от графена, ДПМ обладают запрещенной зоной, которая позволяет использовать этот материал в качестве полупроводника. Ключевая особенность ДПМ заключается в зависимости их оптических и электрических свойств от количества слоев [1]. Монослои ДПМ являются прямозонными полупроводниками и характеризуются шириной запрещенной зоны, соответствующей энергии фотонов электромагнитного излучения в видимой области спектра, и высокой подвижностью носителей заряда [2]. Таким образом, ДПМ можно рассматривать как класс атомарно-тонких полупроводниковых материалов для нового поколения оптоэлектронных устройств. В ряде работ была рассмотрена альтернатива использования полупроводниковых ДПМ для генерации и детектирования терагерцевого (ТГц) излучения [3–5]. В связи с этим актуальным является исследование свойств ДПМ в ТГц-диапазоне. Диселенид вольфрама (WSe_2) – один из наиболее перспективных ДПМ, он обладает большей подвижностью носителей заряда и относительно небольшой запрещенной зоной по сравнению с другими материалами этого класса [6], что делает его перспективным материалом для ТГц-технологии. Нелинейно-оптические свойства этого материала для оптико-терагерцевого преобразования представляют интерес, поэтому в данной работе исследовалось влияние угла поворота плоскости поляризации падающего фемтосекундного излучения на характеристики генерируемого ТГц-излучения в объемном кристалле и двумерной пленке WSe_2 .

Описание образцов и экспериментальные методики

Слоистый кристалл диселенида вольфрама WSe_2 был получен методом газотранспортных реакций научной группой под руководством Л. Кулюка в Академии наук Молдовы. Латеральные размеры выращенного слоистого кристалла WSe_2 составляют $\sim 1 \times 1$ см, толщина ~ 30 мкм (толщина одного монослоя ~ 1 нм). Запрещенная зона объемных кристаллов WSe_2 лежит в интервале $\sim 1.2 - 1.3$ эВ [6]. Монослойная пленка WSe_2 была получена методом химического осаждения из газовой фазы на подложке SiO_2/Si . Характеристики исследуемой двумерной пленки WSe_2 представлены в работе [3]: латеральные размеры кристаллитов ~ 10 мкм; толщина пленки ~ 1 нм; запрещенная зона монослойного WSe_2 ~ 1.62 эВ.

Слоистые ДПМ характеризуются наличием нескольких структурных модификаций (политипов), отличающихся типом элементарной ячейки (расположением атомов металла), количеством моноатомных слоев и порядком их укладки. При этом для объемного WSe_2 существует только одна политипная модификация – 2H-политип, характеризующая-

ся пространственной группой D_{6h}^4 ($P6_3/mmc$). Если рассматривать объемный слоистый WSe_2 , то в зависимости от четности и нечетности слоев пространственная группа может иметь вид D_{3d}^1 и D_{3h}^1 , соответственно [7]. Таким образом, монослойный WSe_2 имеет пространственную группу D_{3h}^1 ($P6m2$). Характеризация кристаллической структуры слоистого WSe_2 проводилась методом рентгеноструктурного анализа. Дифрактограмма, полученная на дифрактометре общего назначения ДРОН-3, представлена на рис. 1. Положения углов дифракционных рефлексов для соответствующих индексов Миллера с высокой точностью совпадают с эталонными значениями для объемного $2H-WSe_2$, представленными в кристаллографической базе данных ICDD JCPDS. Точное совпадение свидетельствует о высоком качестве и чистоте выращенного объемного кристалла. Таким образом, исследуемый объемный кристалл WSe_2 относится к пространственной группе $P6_3/mmc$ (центросимметричный $2H$ -политип). Пространственная группа симметрии монокристалла имеет важное значение при описании механизмов генерации ТГц-излучения.

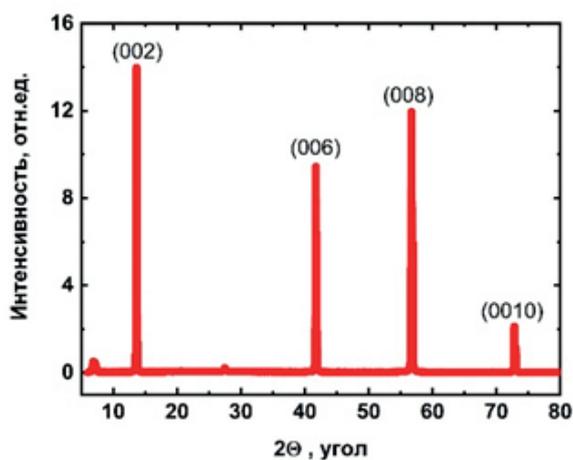


Рис. 1. Дифрактограмма слоистого монокристалла WSe_2 .

Генерация терагерцевого излучения, возникающая путем воздействия на материал лазерным фемтосекундным импульсом, в основном возможна при наличии механизмов встроенного поля, фотоэлектрического эффекта Дембера или нелинейного оптического выпрямления. Встроенное поле возникает вблизи поверхности полупроводника за счет разницы уровней Ферми в объеме и на поверхности. Эффект Дембера, приводящий к пространственному разделению электронов и дырок в полупроводнике, возникает вследствие большой разницы между их подвижностями. Нелинейно-оптические эффекты, например, оптическое выпрямление, проявляются за счет возникновения нелинейной поляризации, повторяющей форму огибающей оптического импульса. В зависимости от материала, ТГц-излучение может возникать в результате всех вышеперечисленных механизмов. При этом разделить вклады механизмов в ТГц-генерацию позволяет кристаллографический анализ. В нецентросимметричных кристаллах механизм возникновения ТГц-генерации в основном обусловлен вкладом, связанным с возникновением компоненты нелинейной поляризации второго порядка (оптическое выпрямление [3]). В случае центросимметричного кристалла возможен вклад в генерацию ТГц-излучения за счет поверхностного оптического выпрямления – нелинейного эффекта третьего порядка

[8]. Диаграмма направленности генерируемого ТГц-излучения, которое возникает за счет эффекта нелинейно-оптического выпрямления, может быть схожа с диаграммой направленности ТГц-излучения, генерируемого в нелинейно-оптических кристаллах ZnTe [9]. ТГц-излучение при этом распространяется преимущественно вдоль направления, падающего и отраженного оптического луча накачки.

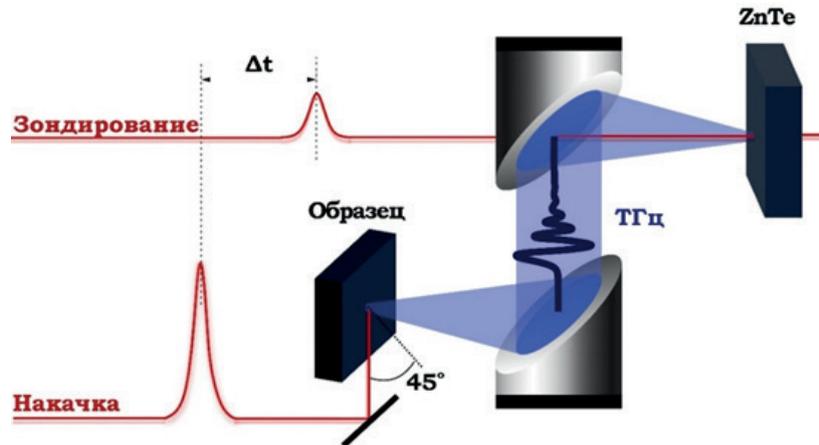


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной методики терагерцевой спектроскопии временного разрешения.

Исследование влияния угла поворота плоскости поляризации падающего излучения возбуждения на генерацию ТГц-излучения с поверхности объемного кристалла WSe₂ и монослойной пленки WSe₂ проводилось методом ТГц-спектроскопии временного разрешения в геометрии «на отражение» (рис. 2). В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения использовался лазер Mai-Tai Spectra-Physics с длительностью импульсов 100 фс и частотой следования импульсов 82 МГц при длине волны 800 нм. Угол падения излучения возбуждения на поверхность образца был равен 45 градусам. Луч накачки фокусировался на поверхность образцов линзой с фокусным расстоянием 10 см в пятно размером 5×10^{-4} см². При этом плотность энергии составляла ~ 62 мкДж/см². Для регистрации сигнала использовалась методика электрооптического стробирования, где в качестве детектора использовался нелинейно-оптический кристалл ZnTe. Для исследования поляризационных зависимостей в эксперименте была предусмотрена возможность поворота плоскости поляризации возбуждающего излучения путем вращения пластинки $\lambda/2$. Для анализа поляризационных зависимостей была использована величина, которая называется «размах ТГц-поля», которая обозначает максимальный размах колебания одиночного импульса ТГц-поля длительностью ~ 2 пс, генерируемого при взаимодействии оптического импульса накачки с образцом.

Результаты и обсуждения

В результате исследования методом ТГц-спектроскопии временного разрешения были получены временные зависимости амплитуды ТГц-сигнала для объемного и монослойного образцов WSe₂ (рис. 3а). На рис. 3а представлено колебание генерируемых ТГц-импульсов и обозначен размах максимальной амплитуды колебания одиночного импульса ТГц-поля. Методом Фурье-преобразования временной формы ТГц-импульсов были получены их частотные спектры, представленные на рис. 3б. Объемный WSe₂ гене-

рирует излучение с частотой до 3.5 ТГц, в то время как ширина спектра у монослойного WSe_2 меньше и составляет ~ 2.5 ТГц. Пик амплитуды ТГц-сигнала для обоих образцов наблюдается на частоте 1 ТГц. На основании этого можно сделать вывод, что амплитуда генерируемого ТГц-излучения в объемном кристалле WSe_2 в ~ 19 раз больше, чем в монослойном WSe_2 . Это связано с тем, что в объемном кристалле эффективная глубина поглощения оптического излучения при длине волны в 800 нм составляет ~ 362 нм в соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера, а в монослойном WSe_2 ~ 2 нм. Оптические константы (коэффициенты экстинкции) для оценки эффективной глубины поглощения в объемном и монослойном WSe_2 были взяты из [10]. Ширина запрещенной зоны для монослойного WSe_2 составляет 1.62 эВ, в то время как для объемного WSe_2 – 1.2 эВ. Энергия излучения накачки с длиной волны 800 нм составляет 1.55 эВ. Очевидно, что энергии лазерного излучения достаточно для возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости в случае объемного кристалла и недостаточно в случае двумерной пленки.

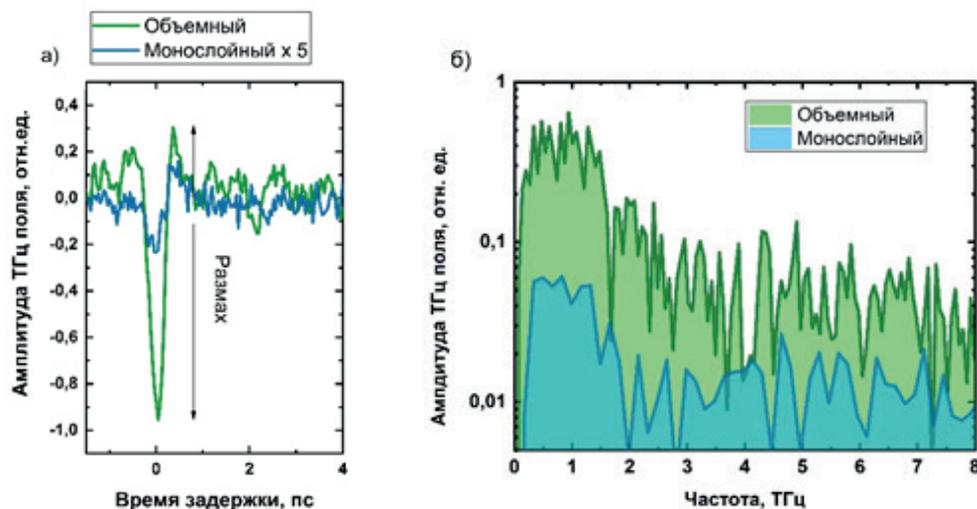


Рис. 3. Зависимость амплитуды генерируемых ТГц-импульсов от времени задержки (а) и от частоты (б) в объемном (салатовый цвет) и монослойном WSe_2 (голубой цвет).

Результаты исследования поляризационных зависимостей размаха ТГц-сигнала для двумерной пленки WSe_2 и объемного кристалла представлены на рис. 4а и 4б, соответственно. В соответствии с работой [3] для нецентросимметричного монослоя WSe_2 с пространственной группой D_{3h}^1 ($P6m2$) вклад в ТГц-генерацию обусловлен эффектом оптического выпрямления второго порядка. В этом случае индуцируемая нелинейная поляризация второго порядка $P^{(2)}(0)$ будет связана с полем световой волны $E(\omega)$ соотношением

$$P^{(2)}(0) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(0, \omega, -\omega) E(\omega) E(\omega), \quad (1)$$

где $\chi^{(2)}$ – тензор нелинейной восприимчивости второго порядка. Анализ поляризационной зависимости, полученной для двумерной пленки WSe_2 с пространственной группой D_{3h}^1 ($P6m2$), проводился в соответствии с исходным выражением (1). Рассматривалась кристаллографическая плоскость монослоя (001). Рассчитанная зависимость размаха ко-

лебания, генерируемого пленкой ТГц-поля от угла поворота плоскости поляризации падающего фемто-секундного импульса, в случае р-поляризованного анализатора имеет вид:

$$E_{THz}^{OR} = \frac{1}{32}(\chi_2 + 5\chi_3 - \chi_1 + (\chi_2 + 3\chi_1 + \chi_3) \cos(2\varphi / 57))^2, \quad (2)$$

где φ – угол плоскости поляризации излучения фемтосекундной накачки относительно плоскости пропускания анализатора, расположенной в плоскости падения излучения накачки. Ненулевые компоненты тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, используемые для описания поляризационной зависимости размаха колебания ТГц-сигнала, для двумерной пленки WSe_2 определяются как: $\chi_1 = \chi_{xxx} = -\chi_{xyy} = -\chi_{yxy} = -\chi_{yyx}$; $\chi_2 = \chi_{zzz}$; $\chi_3 = \chi_{xxz} = \chi_{xzx} = \chi_{yyz} = \chi_{zyz} = \chi_{zxx} = \chi_{zxy}$. Результаты аппроксимации исследуемой зависимости с помощью выражения (2) представлены на рис. 4а (Fitting D_{3h}^1).

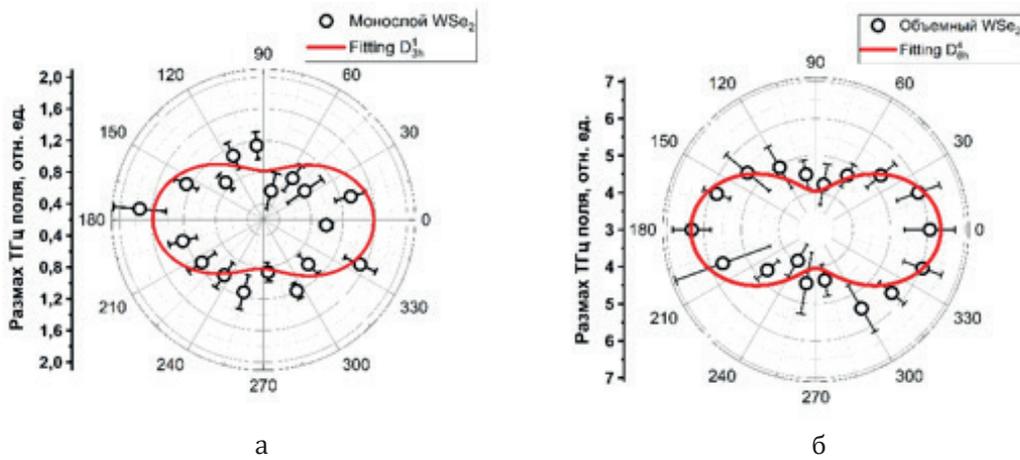


Рис. 4. Зависимости размаха колебания ТГц-сигнала от угла поворота плоскости поляризации импульса накачки для монослойного WSe_2 (а) и для объемного кристаллов(б) (маркерами отмечены результаты эксперимента, красная линия – аппроксимация).

В объемном кристалле WSe_2 возможен также вклад в генерацию ТГц-излучения за счет фотовозбужденных носителей заряда. Что касается нелинейно-оптических механизмов генерации, то в объемном centrosymmetric 2H- WSe_2 с пространственной группой D_{6h}^4 маловероятна генерация за счет эффекта оптического выпрямления. В centrosymmetric средах нелинейные эффекты второго порядка не проявляются, однако возможен вклад в генерацию ТГц излучения, связанный с возникновением нелинейной поляризации третьего порядка – процесс поверхностного оптического выпрямления [8]:

$$E_{THz}^{SOR} = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_{THz}, -\omega, \omega, 0) E(-\omega) E(\omega) E_{surf}(0), \quad (3)$$

где $\chi^{(3)}$ – тензор нелинейной восприимчивости третьего порядка. В соответствии с выражением (3) зависимость размаха колебания генерируемого ТГц-сигнала от поляризации излучения накачки в объемном кристалле WSe_2 , в случае р-поляризованного анализатора имеет вид:

$$E_{THz}^{SOR} = \frac{1}{64}(5\chi_1 + 3(\chi_2 + \chi_3) + \chi_4 + (\chi_1 + 3(\chi_2 + \chi_3) + \chi_4) \cos(2\varphi / 57))^2. \quad (4)$$

Ненулевые компоненты тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка для 2H-WSe_2 имеют вид: $\chi_1 = 3\chi_{xxxx} = 3\chi_{yyyy} = \chi_{xxyy} = \chi_{yyxx} = \chi_{xyyx} = \chi_{yxxy}$; $\chi_2 = \chi_{yyzz} = \chi_{zzzz} = \chi_{zzxx} = \chi_{zzyy} = \chi_{yyzz}$; $\chi_3 = \chi_{zzxz} = \chi_{zzzx} = \chi_{zzxz}$; $\chi_4 = \chi_{zzzz}$. Результаты аппроксимации экспериментальной зависимости с помощью выражения (4) представлены на рис. 4б (Fitting D_{6h}^4).

Экспериментальные данные хорошо согласуются с предложенной нелинейно-оптической моделью, что подтверждает вклад нелинейно оптических процессов в генерацию ТГц-излучения в объемном и монослойном WSe_2 . При этом основным вкладом в генерацию ТГц-излучения в монослойном WSe_2 возможно выступает оптическое выпрямление, а в объемном слоистом WSe_2 поверхностное оптическое выпрямление возможно является сопоставимым с эффектом встроенного приповерхностного поля.

Заключение

Таким образом, было показано, что генерация ТГц-излучения с поверхности объемных и монослойных кристаллов WSe_2 проявляет зависимость от угла плоскости поляризации фемтосекундной накачки. Это свидетельствует о том, что вклад эффекта приповерхностного встроенного поля в генерацию ТГц-излучения в объемном кристалле WSe_2 сопоставим с вкладом поверхностного оптического выпрямления. В монослойном WSe_2 основным вкладом в генерацию ТГц-излучения является оптическое выпрямление, так как энергия фотонов оптической накачки ниже ширины запрещенной зоны, что обуславливает отсутствие других механизмов генерации ТГц-излучения. Симметричный анализ хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями и подтверждает предложенную гипотезу о нелинейно-оптических механизмах генерации ТГц-излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00886 и РТУ МИРЭА в рамках научного проекта НИЧ-46.

Литература / References:

1. Kumar A., Ahluwalia P.K. Electronic structure of transition metal dichalcogenides monolayers 1H-MX_2 (M = Mo, W; X = S, Se, Te) from ab-initio theory: new direct band gap semiconductors. *Eur. Phys. J. B.* 2012;85(6):186-193. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2012-30070-x>
2. De Fazio D., Goykhman I., Yoon D., Bruna M., Eiden A., Milana S., Sassi U., Barbone M., Dumcenco D., Marinov K., Kis A., Ferrari A.C. High Responsivity, Large-Area Graphene/MoS₂ Flexible Photodetectors. *ACS Nano.* 2016;10(9):8252-8262. <https://doi.org/10.1021/acsnano.6b05109>
3. Gorbatova A.V., Khusyainov D.I., Buryakov A.M. Terahertz Emission from a Monolayer Tungsten Diselenide Surface. *Tech. Phys. Lett.* 2019;45(12):1262-1265. <https://doi.org/10.1134/S1063785019120204>
4. Zhang L., Huang Y., Zhao Q., Zhu L., Yao Z., Du W., Xu X. Terahertz surface emission of d-band electrons from a layered tungsten disulfide crystal by the surface field. *Phys. Rev. B.* 2017;96(15):155202-1-155202-8. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.155202>
5. Huang Y., Zhu L., Zhao Q., Guo Y., Ren Z., Bai J., Xu X. Surface Optical Rectification from Layered MoS₂ Crystal by THz Time-Domain Surface Emission Spectroscopy. *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2017;9(5):4956-4965. <https://doi.org/10.1021/acsmi.6b13961>
6. Sahin H., Tongay S., Horzsun S., Fan W., Zhou J., Wu J., Peeters F.M. Anomalous Raman spectra and thickness-dependent electronic properties of WSe_2 . *Phys. Rev. B.* 2013;87(16):165409-1-165409-6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.165409>
7. Ribeiro-Soares J., Almeida R.M., Barros E.B., Araujo P.T., Dresselhaus M.S., Cancado L.S., Jorio A. Group theory analysis of phonons in two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Phys. Rev. B.* 2014;90(11):115438-1-115438-10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.115438>

8. Si K., Huang Y., Zhao Q., Zhu L., Zhang L., Yao Z., Xu X. Terahertz surface emission from layered semiconductor WSe₂. *Appl. Surf. Sci.* 2018;448:416-423.
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.04.117>

9. Gaivoronskii V.Y., Nazarov M.M., Sapozhnikov D.A., Shepelyavii Y.V., Shkel'nyuk S.A., Shkurinov A.P., Shuvaev A.V. Competition between linear and nonlinear processes during generation of pulsed terahertz radiation in a ZnTe crystal. *Quantum Elec.* 2005;35(5):407-414.
<https://doi.org/10.1070/QE2005v035n05ABEH002805>

10. Beal A.R., Liang W.Y., Hughes H.P. Kramers-Kronig analysis of the reflectivity spectra of 3R-WS₂ and 2H-WSe₂. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1976;9(12):2449-2457.
<https://doi.org/10.1088/0022-3719/9/12/027>

Об авторах:

Хусяинов Динар Ильгамович, аспирант, младший научный сотрудник учебно-научной лаборатории фемтосекундной оптики для нанотехнологий Физико-технологического института ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). ResearcherID: O-7241-2017, Scopus Author ID: 57194467463, <http://orcid.org/0000-0003-1332-4146>

Горбатова Анастасия Владимировна, магистр учебно-научной лаборатории фемтосекундной оптики для нанотехнологий Физико-технологического института ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78).

Буряков Арсений Михайлович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник учебно-научной лаборатории фемтосекундной оптики для нанотехнологий Физико-технологического института ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). ResearcherID: E-8283-2017, Scopus Author ID: 55454206600, <http://orcid.org/0000-0002-3347-9076>

About the authors:

Dinar I. Khusyainov, Postgraduate Student of the Specialized Educational and Research Laboratory of Femtosecond Optics for Nanotechnologies, Institute of Physics and Technology, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia). ResearcherID: O-7241-2017, Scopus Author ID: 57194467463, <http://orcid.org/0000-0003-1332-4146>

Anastasiya V. Gorbatova, Master of the Specialized Educational and Research Laboratory of Femtosecond Optics for Nanotechnologies, Institute of Physics and Technology, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia).

Arseniy M. Buryakov, Cand. Sci. (Physics and Mathematics), Senior Researcher of the Specialized Educational and Research Laboratory of Femtosecond Optics for Nanotechnologies, Institute of Physics and Technology, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia). ResearcherID E-8283-2017, Scopus Author ID: 55454206600, <http://orcid.org/0000-0002-3347-9076>

Поступила: 11.03.2020; получена после доработки: 28.05.2020; принята к опубликованию: 25.09.2020.