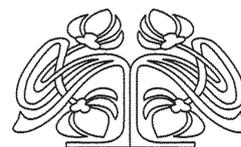




Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

ИЗВЕСТИЯ

САРАТОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
Новая серия



Научный журнал
2019 Том 19

ISSN 1817-3020 (Print)

ISSN 2542-193X (Online)

Издается с 2005 года

Продолжение «Известий Императорского Николаевского Университета» 1910–1918, «Ученых записок СГУ» 1923–1962,
«Известий Саратовского университета. Новая серия» 2001–2004

СОДЕРЖАНИЕ

Научный отдел

Радиофизика, электроника, акустика

Богомолов С. А., Рыбалова Е. В., Стрелкова Г. И., Анищенко В. С. Пространственно-временные структуры в ансамбле нелокально связанных отображений Некоркина

86

Давидович М. В. Отрицательные дисперсия, рефракция и обратные поляритоны: импедансный подход

95

Плоских А. Э., Рыскин Н. М. Моделирование лампы бегущей волны суб-ТГц диапазона с многолучевым ленточным электронным пучком

113

Оптика и спектроскопия. Лазерная физика

Козина О. Н., Мельников Л. А. Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала

122

Бабков Л. М., Давыдова Н. А., Ивлиева-Перетокина И. В. Влияние водородной связи на структуру и ИК спектр трифенилфосфита

132

Твердотельная электроника, микро- и наноэлектроника

Машинский К. В., Фатеев Д. В., Попов В. В. Детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре в условиях сильной пространственной неоднородности электрического поля плазмона

140

Методический отдел

Цой В. И. Время в основных динамических уравнениях физики

146

Приложения

Из истории физики

Усанов Д. А., Аникин В. М. Шестой съезд русских физиков в Саратове (15 августа 1928 г.)

153

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (специальности: 01.04.02; 01.04.03; 01.04.04; 01.04.05; 01.04.10; 01.04.15; 01.04.16; 01.04.21)

Зарегистрировано в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Свидетельство о регистрации СМИ ПИ № ФС77-56150 от 15 ноября 2013 года

Индекс издания в объединенном каталоге «Пресса России» 36015, раздел 30 «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия вузов». Журнал выходит 4 раза в год

Директор издательства

Бучко Ирина Юрьевна

Редактор

Каргин Игорь Анатольевич

Художник

Соколов Дмитрий Валерьевич

Редактор-стилист

Кочкаева Инна Анатольевна

Верстка

Ковалева Наталья Владимировна

Технический редактор

Каргин Игорь Анатольевич

Корректор

Кочкаева Инна Анатольевна

Адрес учредителя, издателя и издательства:

410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

Тел.: (845-2) 51-45-49, 52-26-89

E-mail: izvestiya@info.sgu.ru

Подписано в печать 23.05.2019.

Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 9.30 (10.0).

Тираж 500 экз. Заказ 65-Т.

Отпечатано в типографии Саратовского университета.

Адрес типографии:

410012, Саратов, Б. Казачья, 112А

© Саратовский университет, 2019



ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Журнал публикует на русском и английском языках научные статьи по физике, содержащие новые результаты исследований, статьи учебно-методического характера, содержащие инновационную компоненту, статьи по методологии разделов физической науки, статьи, отражающие хронику научных мероприятий и важных событий в жизни физического сообщества. Материалы, ранее опубликованные или представленные для публикации в другие журналы, к рассмотрению не принимаются.

Рекомендуемый объем статьи – до 25 страниц текста, 5 рисунков и 4 таблицы. На русском языке статья содержит: УДК, заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес авторов, аннотацию (200–250 слов), ключевые слова (не более 15), текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы.

На английском языке необходимо продублировать: заглавие, инициалы и фамилии авторов, структурированную, информативную аннотацию (250–600 слов), ключевые слова, список литературы (references). Для каждого автора указать ORCID.

Редколлегия рекомендует авторам структурировать текст, используя подзаголовки. Текст должен быть набран и напечатан через 1,5 интервала на бумаге формата А4 с полями 2,5 см, шрифт Times New Roman, размер шрифта основного текста – 14, второстепенного (аннотация, ключевые слова, сноски, таблицы, подписи к рисункам и надписи на них, приложения, список литературы, примечания) – 12; все страницы рукописи, таблицы, рисунки, следует пронумеровать. Иллюстрации и таблицы предоставляются дополнительно отдельным файлом. Рисунки должны быть в формате TIFF, JPG, CDR, BMP с разрешением не меньше 300 dpi. Нумерация источников в списке литературы должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте, ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Все рукописи, поступившие в редколлегию серии и соответствующие профилю журнала, проходят рецензирование, и затем редколлегия принимает решение о возможности их опубликования в журнале. В случае положительного решения об опубликовании статья подвергается научному и контрольному редактированию.

Автору статьи, принятой к публикации, одновременно с решением редколлегии высылается лицензионный договор. Плата за публикацию рукописей не взимается. Более подробно с правилами для авторов и порядком рецензирования можно ознакомиться на сайте журнала: <http://fizika.sgu.ru>.

Адрес редколлегии серии: 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, СГУ имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет.

Тел. / факс: +7(845-2) 51-14-30.

E-mail: fizika.sgu@bk.ru

Website: <http://fizika.sgu.ru>

CONTENTS

Scientific Part

Radiophysics, Electronics, Acoustics

- Bogomolov S. A., Rybalova E. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S.** Spatiotemporal Structures in an Ensemble of Nonlocally Coupled Nekorkin Maps 86

- Davidovich M. V.** Negative Dispersion, Refraction and Backward Polaritons: Impedance Approach 95

- Ploskikh A. E., Ryskin N. M.** Simulation of a Sub-THz Traveling Wave Tube with Multiple Sheet Electron Beam 113

Optics and Spectroscopy. Laser Physics

- Kozina O. N., Melnikov L. A.** Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials 122

- Babkov L. M., Davydova N. A., Ivlieva-Peretokina I. V.** The Influence of Hydrogen Bond on the Structure and IR Spectrum of Triphenyl Phosphite 132

Solid State Electronics, Micro- and Nanoelectronics

- Mashinsky K. V., Fateev D. V., Popov V. V.** Detection of Terahertz Radiation in Graphene Structure under Conditions of Strong Spatial Inhomogeneity of the Plasmon Electric Field 140

Methodological Part

- Tsoy V. I.** Time in Basic Dynamic Equations of Physics 146

Appendices

From the History of Physics

- Usanov D. A., Anikin V. M.** The Sixth Congress of Russian Physicists in Saratov (August 15, 1928) 153



**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ.
СЕРИЯ: ФИЗИКА»**

Главный редактор

Усанов Дмитрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Заместители главного редактора

Анищенко Вадим Семенович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Тучин Валерий Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Ответственный секретарь

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Члены редакционной коллегии:

Аникин Валерий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Вадивасова Татьяна Евгеньевна, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Вениг Сергей Борисович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Винницкий Сергей Ильич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Дубна, Россия)
Горохов Александр Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Самара, Россия)
Грибов Лев Александрович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)
Давидович Михаил Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Дюбуа Арно, Ph.D, профессор Университета Париж-Сакле (Сент-Обен, Франция)
Кузнецов Сергей Петрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Малышев Сергей Александрович, доктор физ.-мат. наук (Минск, Беларусь)
Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Модельский Иосиф, Ph.D, профессор Варшавского Технологического университета (Варшава, Польша)
Нефёдов Игорь Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник Университета Аалто (Хельсинки, Финляндия)
Никитов Сергей Аполлонович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)
Пирогов Юрий Андреевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)
Сербино Роберто, Ph.D, профессор Миланского университета (Милан, Италия)
Скрипаль Александр Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Сухоруков Глеб Борисович, профессор Университета Королевы Марии (Лондон, Великобритания)
Трубецков Дмитрий Иванович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)
Филимонов Юрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Хлебцов Николай Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Чигринов Владимир Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор Гонг Конского университета науки и технологии (Гонг Конг, Китай)
Шараевский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Шиманский-Гайер Лутц, Ph.D, профессор Гумбольдтского университета (Берлин, Германия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES.
SERIES: PHYSICS»**

Editor-in-Chief – Dmitry A. Usanov (Saratov, Russia)

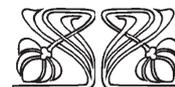
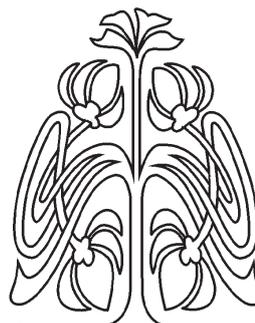
Deputy Editor-in-Chief – Vadim S. Anishchenko (Saratov, Russia)
Valery V. Tuchin (Saratov, Russia)

Executive Secretary – Anatoly V. Skripal (Saratov, Russia)

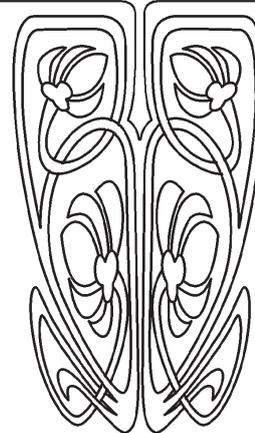
Members of the Editorial Board:

Valery M. Anikin (Saratov, Russia)
Lev M. Babkov (Saratov, Russia)
Roberto Cerbino (Milan, Italy)
Vladimir G. Chigrinov (Hong Kong, China)
Michael V. Davidovich (Saratov, Russia)
Arnaud Dubois (Saint-Aubin, France)
Yuri A. Filimonov (Saratov, Russia)
Alexander V. Gorokhov (Samara, Russia)
Lev A. Gribov (Moscow, Russia)
Nikolai G. Khlebtsov (Saratov, Russia)
Sergey P. Kuznetsov (Saratov, Russia)
Igor S. Nefedov (Helsinki, Finland)
Sergey A. Nikitov (Moscow, Russia)

Sergey A. Malyshev (Minsk, Belarus)
Leonid A. Melnikov (Saratov, Russia)
Joseph W. Modelski (Warsaw, Poland)
Yuri A. Pirogov (Moscow, Russia)
Yuri P. Sharaevsky (Saratov, Russia)
Lutz Shimansky-Geier (Berlin, Germany)
Alexander V. Skripal (Saratov, Russia)
Gleb B. Sukhorukov (London, UK)
Dmitry I. Trubetskov (Saratov, Russia)
Tatyana E. Vadivasova (Saratov, Russia)
Sergey I. Vinitky (Dubna, Russia)
Sergey B. Venig (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ
КОЛЛЕГИЯ**





РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

УДК 537.86:530.182

Пространственно-временные структуры в ансамбле нелокально связанных отображений Некоркина

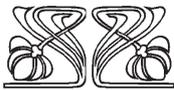
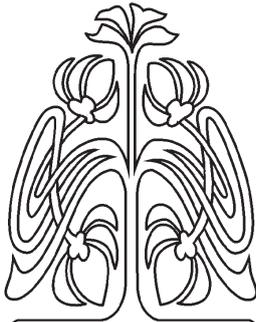
С. А. Богомолов, Е. В. Рыбалова, Г. И. Стрелкова, В. С. Анищенко

Богомолов Сергей Алексеевич, магистрант кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, bogomolov22@gmail.com

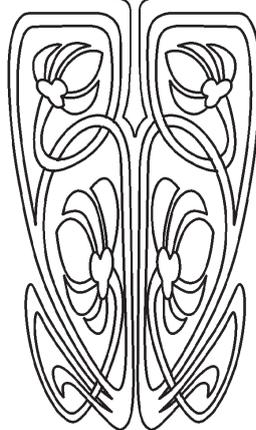
Рыбалова Елена Владиславовна, магистрант кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, rybalovaev@gmail.com

Стрелкова Галина Ивановна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, strelkovagi@info.sgu.ru

Анищенко Вадим Семенович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, wadim@info.sgu.ru



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ



В настоящей работе методами численного моделирования решается задача анализа механизма реализации пространственно-временных структур, содержащих так называемые «уединенные состояния». В зарубежной литературе указанный режим назван «solitary state» или «solitary state chimera» (SSC). Режим SSC исследуется в работе на примере динамики одномерного кольца нелокально связанных индивидуальных отображений Некоркина, моделирующих нейронную активность. Режим колебаний индивидуальных отображений выбирался отвечающим спайковым колебаниям, близким к периодическим. Задача решалась при условии задания периодических граничных условий. Начальные условия для индивидуальных элементов задавались распределенными случайным образом в пространстве элементов ансамбля. При определенном выборе значений параметров исследуемой системы были найдены пространственно-временные структуры, включающие режимы SSC. Численный анализ показал, что причиной реализации режимов SSC является режим бистабильности, возникающий в индивидуальных осцилляторах ансамбля. Бистабильный характер динамики подтвержден расчетом бассейнов притяжения аттракторов, рождающихся в указанном режиме. В силу случайного характера начальных условий часть осцилляторов попадает в бассейн притяжения одного аттрактора, а часть – в бассейн притяжения другого. Этот факт и приводит к рождению режимов SSC. Приводятся результаты расчетов, подтверждающие режим устойчивости исследуемых структур при вариации управляющих параметров в уравнениях ансамбля. В результате показано, что описанный в настоящей работе механизм реализации режимов SSC полностью подтверждает результат более ранних работ авторов.

Ключевые слова: ансамбль связанных осцилляторов, нелокальная связь, химеры, уединенные состояния, отображение Некоркина.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-86-94>



Введение

Одной из актуальных проблем в современной нелинейной динамике является анализ пространственно-временных структур в ансамблях связанных осцилляторов. Это обусловлено открытием новых структур, названных химерными состояниями [1–3]. Современные исследования направлены на выявление новых типов химерных структур, анализ их динамических и статистических характеристик и механизмов их возникновения в ансамблях из различных индивидуальных

осцилляторов [4–24]. Предметом изучения в настоящей работе будут структуры, включающие так называемые «уединенные состояния», для которых в англоязычной литературе введен термин «solitary state» [25–28] и «solitary state chimera» [29].

Для иллюстрации этого режима на рис. 1 представлены результаты расчетов динамики одномерного кольца из отображений Лози в условиях нелокальной связи, описанных в работе [30].

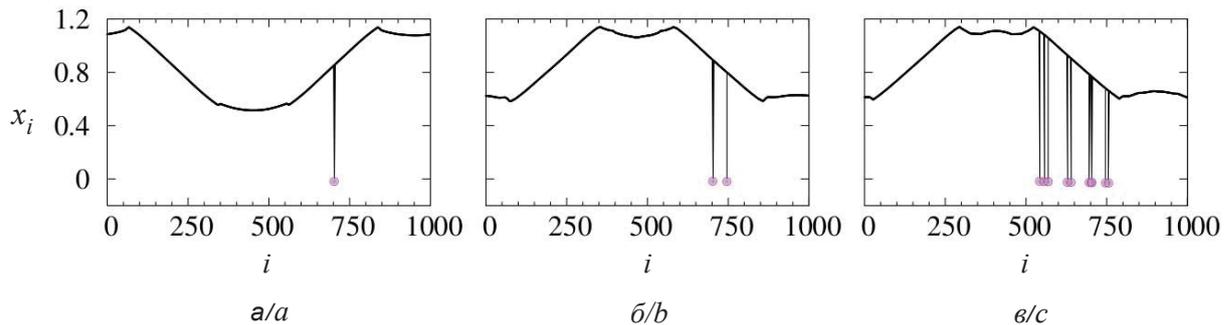


Рис. 1. Режимы уединенных состояний в кольце связанных отображений Лози при $r = 0.2$ с уменьшением параметра связи σ : $a - 0.226$, $b - 0.225$, $c - 0.223$. В случае (а) появляется один выброс амплитуды, далее 2 (б) и более (в) [30]
 Fig. 1. Solitary state regimes in the ring of nonlocally coupled Lozi maps at $r = 0.2$ with decreasing the coupling parameter σ : (a) 0.226, (b) 0.225, (c) 0.223. In the case of (a) there is a single amplitude spike, then 2 spikes (b), and more (c) [30]

Как видно из рис. 1, а, при некотором значении силы связи между осцилляторами ансамбля один из осцилляторов ($i \approx 700$) характеризуется выбросом амплитуды. С уменьшением силы связи число таких осцилляторов возрастает (рис. 1, б, в) и реализуется структура, включающая счетное число таких осцилляторов (рис. 1, в), которая и была названа «solitary state» [25–28].

До совсем недавнего времени механизм рождения подобных структур был неизвестен. В 2018 г. в работах [30, 31] методом численного моделирования этот механизм нами был установлен и подробно описан. Как выяснилось, причиной рождения уединенных состояний является возникновение бистабильной динамики индивидуальных осцилляторов ансамбля. В работе [31] указанный механизм был показан на ряде примеров ансамблей нелокально связанных осцилляторов и высказано утверждение, что описанный механизм является достаточно общим. Учитывая, что результат работ [30, 31] не является аналитически строгим, подтверждением общности этого результата могут служить новые примеры реализации режимов

уединенных состояний в ансамблях из других индивидуальных осцилляторов.

В настоящей работе мы исследуем одномерный ансамбль нелокально связанных отображений (отображений Некоркина [32]), моделирующих нейронную активность. Исследования показали, что в исследуемом ансамбле могут возникнуть режимы уединенных состояний, а механизм их рождения полностью соответствует результату работы [31].

Исследуемая модель

Прежде чем перейти к описанию модели ансамбля, ознакомимся с отображением Некоркина, которое будет использовано в качестве индивидуального осциллятора в ансамбле.

Динамика отображения Некоркина описывается следующей системой уравнений [32]:

$$\begin{aligned} x^{t+1} &= x^t + F(x^t) - y^t - \beta H(x^t - d), \\ y^{t+1} &= y^t + \varepsilon(x^t - J), \end{aligned} \quad (1)$$

где переменная x^t описывает динамику мембранного потенциала нервной клетки, y^t – кумулятивный эффект всех ионных токов через



мембрану, функции $F(x^t)$ и $H(x^t - d)$ задаются следующим образом:

$$F(x^t) = x^t(x^t - a)(1 - x^t), \quad 0 < a < 1; \quad (2)$$

$$H(x^t) = \begin{cases} 1, & x^t > 0, \\ 0, & x^t \leq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Параметр $\varepsilon > 0$ определяет характерный временной масштаб y^t , J контролирует уровень деполяризации мембраны ($J < d$), $\beta > 0$ и $d > 0$ соответствуют порогу возбуждения разрывных колебаний, $t = 1, 2, \dots$ – дискретное время. Несмотря на свою простоту, это отображение может

описать ряд основных режимов активности нейронов при изменении управляющих параметров. Эти режимы включают спайк-берстовые хаотические колебания, подпороговые колебания, а также режим генерации одиночных, периодических и хаотических спайковых генераций [32].

В наших исследованиях нас будет интересовать динамический режим отображения (1), связанный со спайковыми колебаниями. Этот режим можно наблюдать, например, для следующих значений параметров: $a = 0.25$, $\beta = 0.04$, $J = 0.15$, $d = 0.5$ и приведен в качестве примера на рис. 2.

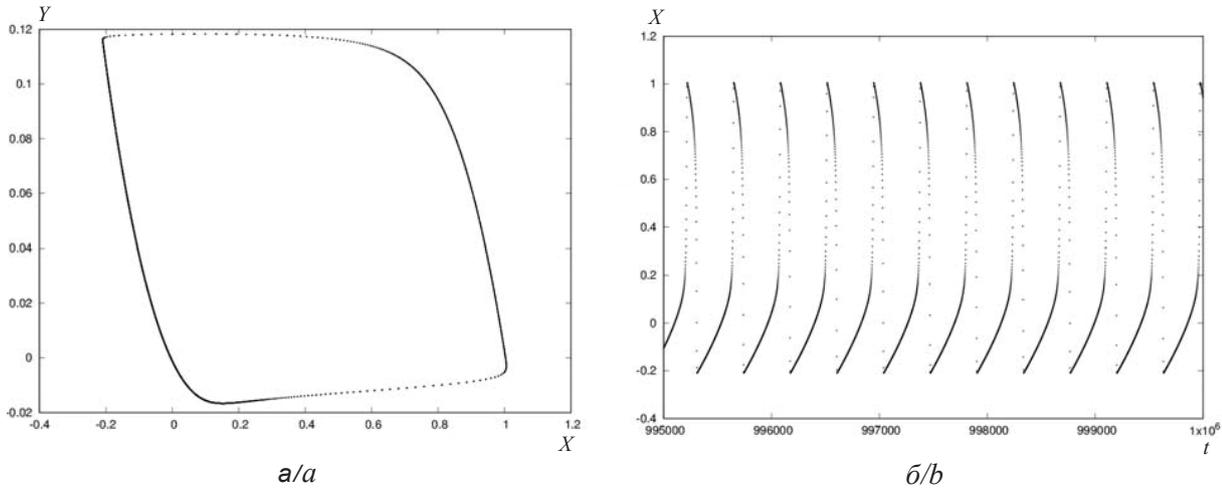


Рис. 2. Фазовый портрет (а) и временные реализации (б) для отображения (1) при $a = 0.25$, $\beta = 0.04$, $J = 0.15$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.002$. Ляпуновские показатели $A_0 = 0.008746$, $A_1 = -0.423270$, число вращения $r = 0.01395$

Fig. 2. Phase portrait (a), time series x^t (b) for the map (1) at $a = 0.25$, $\beta = 0.04$, $J = 0.15$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.002$. The Lyapunov exponents are $A_0 = 0.008746$, $A_1 = -0.423270$, and the rotation number is $r = 0.01395$

Фазовый портрет (рис. 2, а) имеет вид замкнутой инвариантной кривой. Максимальный показатель Ляпунова в этом режиме близок к 0. Таким образом, можно сделать вывод, что динамика отображения (1) является квазипериодической. Однако, как видно из рис. 2, б, временной ряд переменной x^t почти периодический. Расчет числа вращения для инвариантной кривой показывает, что это значение очень мало ($r = 0.01395$). В данном случае смещение траектории на очень малый угол за каждую итерацию приводит к наблюдению почти периодических колебаний, а инвариантная кривая очень похожа на предельный цикл.

Уравнения исследуемого ансамбля запишем в виде:

$$\begin{aligned} x_i^{t+1} &= f(x_i^t, y_i^t) + \frac{\sigma}{2P} \sum_{j=i-P}^{i+P} [f(x_j^t, y_j^t) - f(x_i^t, y_i^t)], \\ y_i^{t+1} &= g(x_i^t, y_i^t), \end{aligned} \quad (4)$$

где функция f и g задаются в соответствии с (1) – (3):

$$\begin{aligned} f(x, y) &= x + F(x) - y - \beta H(x - d), \\ g(x, y) &= y + \varepsilon(x - J). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь x_i – вещественная динамическая переменная, i – порядковый номер замкнутых в кольцо парциальных осцилляторов, t – дискретное время, σ – коэффициент связи, P – число соседних осцилляторов слева и справа от i -го осциллятора, $r = P/N$ – радиус связи, $N = 1000$ – число осцилляторов в кольце.

Результаты вычислений

Проведем численный анализ динамики ансамбля (4), зафиксировав $\sigma = 0.04$, $r = 0.32$, $a = 0.27$, $\beta = 0.04$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.003$, $J = 0.15$. Для иллюстрации наблюдаемых режимов будем



использовать мгновенные профили амплитуд x_i и пространственно-временные диаграммы. Отметим, что расчеты проводились для периодических граничных условий, а начальные условия выбирались случайно распределенные в интервалах $x_i^0 \in [-0.2, 0.4]$ и $y_i^0 \in [-0.02, 0.04]$.

На рис. 3, а и рис. 3, б представлены мгновенные профили и пространственно-временные

диаграммы системы (4) при выбранных значениях параметров. В данном случае в системе наблюдается solitary state chimera (SSC) или химера уединенных состояний, которая характеризуется наличием в системе кластера с когерентной динамикой ($61 < i < 469$) и кластера, содержащего уединенные состояния ($1 < i < 60$, $470 < i < 1000$).

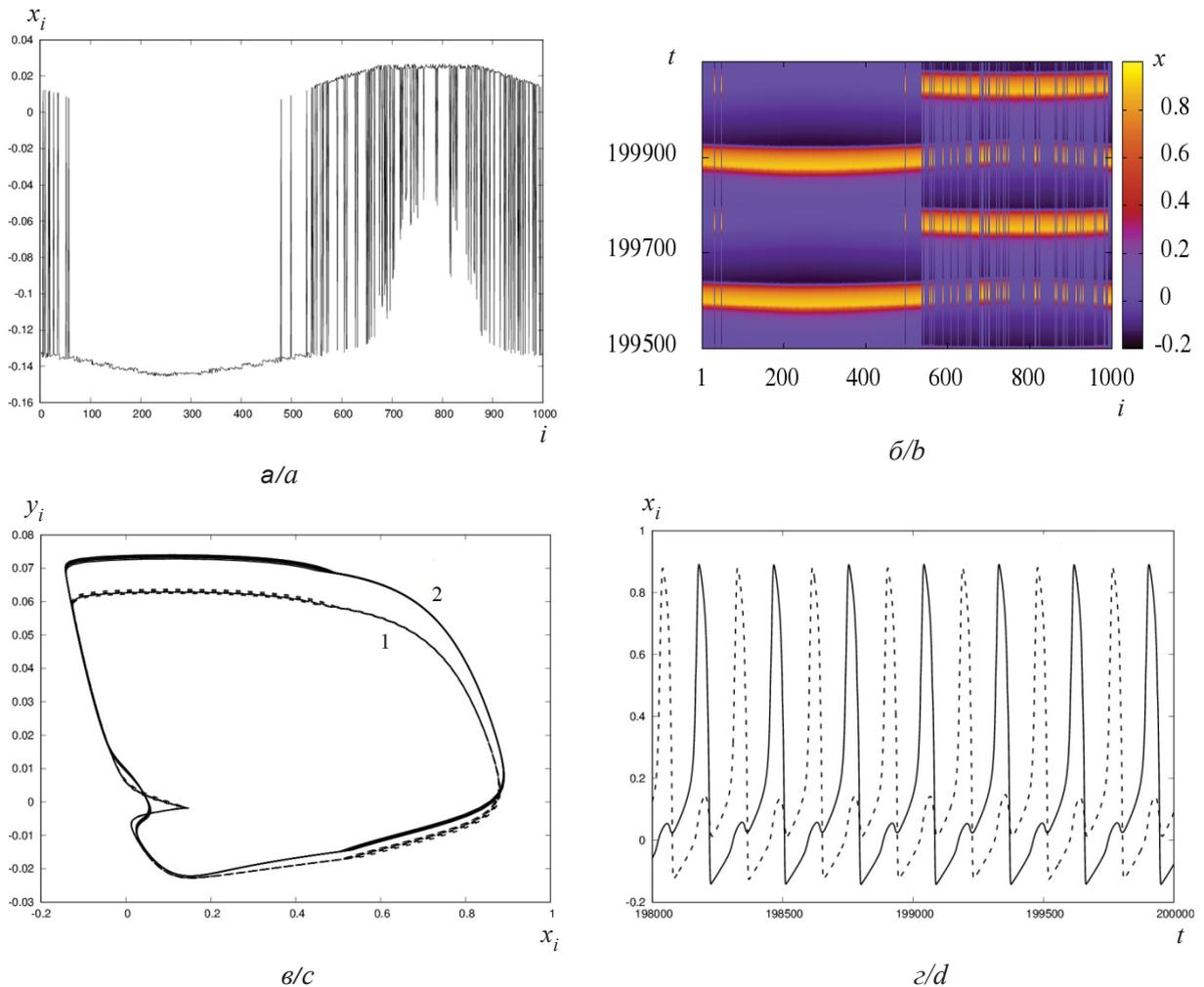


Рис. 3. Мгновенный профиль (а), пространственно-временная диаграмма (б) режима в системе (4), фазовые портреты осцилляторов из области SSC $i = 750$ (сплошная линия) и $i = 751$ (пунктир) (в), временные реализации осцилляторов $i = 750$ (сплошная линия) и $i = 751$ (пунктир) (г). Параметры: $a = 0.27$, $\beta = 0.04$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.003$, $J = 0.15$, $P = 320$, $\sigma = 0.04$
 Fig. 3. Snapshot (a), space-time diagram (b) of the mode in the system (4), phase portraits of the oscillators from the SSC region $i = 750$ (solid line) and $i = 751$ (dotted line) (c), time series for the oscillators $i = 750$ (solid line) and $i = 751$ (dotted line) (d). Parameters: $a = 0.27$, $\beta = 0.04$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.003$, $J = 0.15$, $P = 320$, $\sigma = 0.04$

В наших работах [30, 31] было показано, что рождение SSC обусловлено появлением бистабильности в системе за счет нелокальной связи между элементами в кольце. По виду мгновенного профиля можно предположить, что и в случае (см. рис. 3, а) также реализуется бистабильный

режим. Расчеты это подтверждают. Рассмотрим два осциллятора в области SSC: осциллятор с номером $i = 750$, демонстрирующий выброс, и осциллятор $i = 751$, амплитуда которого отвечает режиму когерентности. Будем называть этот режим типичным. Наличие двух инвариантных кривых



(рис. 3, *в*) свидетельствует о существовании двух различных аттракторов, т.е. о наличии режима бистабильности. Временные реализации на этих аттракторах также отличаются (рис. 3, *г*).

Построим бассейны притяжения каждого из аттракторов, выбрав вначале осцилляторы из кластера SSC ($i = 60$ и 980 , см. рис. 3, *а*). Результаты представлены на рис. 4, *а*, *б*.

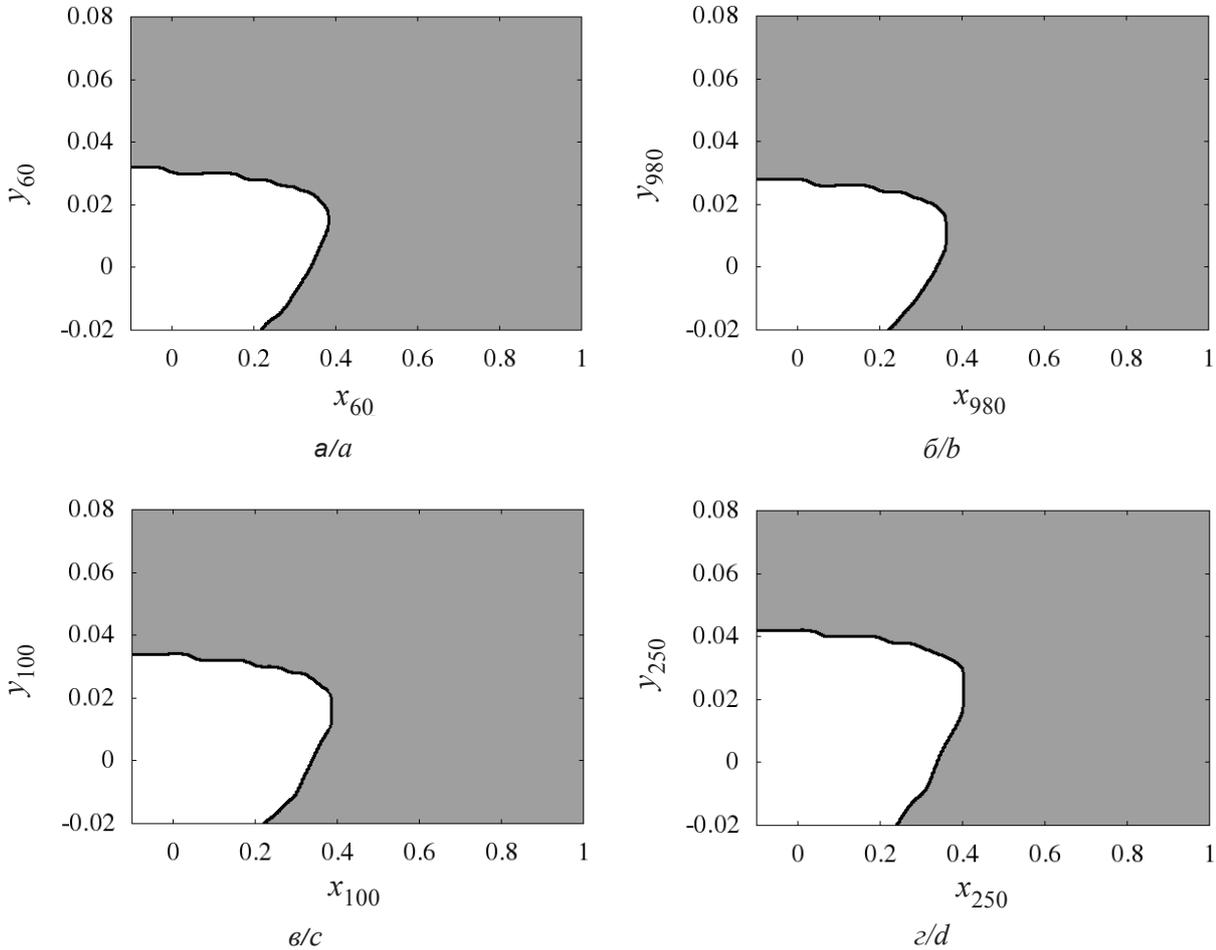


Рис. 4. Бассейны притяжения осцилляторов $i = 60$ (*а*), $i = 980$ (*б*), принадлежащих кластерам SSC, и осцилляторов $i = 100$ (*в*), $i = 250$ (*г*) из когерентного кластера SSC (см. рис. 3). Белым цветом обозначен бассейн притяжения аттрактора 1 (см. рис. 3, *в*), а серым – бассейн аттрактора 2

Fig. 4. Basins of attraction for the oscillators $i = 60$ (*a*) and $i = 980$ (*b*) belonging to the SSC clusters and the oscillators $i = 100$ (*c*), $i = 250$ (*d*) from the coherence cluster of SSC (Fig. 3). The white color indicates the basin of attraction of attractor 1 (Fig. 3, *b*), and the gray color corresponds to the basin of attractor 2

Наличие двух бассейнов притяжения (рис. 4, *а*, *б*) подтверждает наличие бистабильности. Сепаратрисой, разделяющей бассейны притяжения, является границная линия между областями белого и серого цвета.

Теперь выберем осцилляторы с номерами $i = 100$ и 250 , которые находятся в когерентном кластере (см. рис. 3, *а*). Расчеты показали, что и в этом случае имеет место режим бистабильности (рис. 4, *в*, *г*). Просто все осцилляторы когерентного кластера колеблются на одном из аттракторов и не совершают переключений.

С целью выяснения степени грубости режима SSC проводились вычисления при вариации параметров a и ϵ в уравнениях (1) и (2). Расчеты показали, что режим SSC сохраняется в конечной области изменения значений параметров a и ϵ . С целью иллюстрации сказанного на рис. 5 приведены результаты расчетов для значений параметра $\epsilon = 0.002$ и $\epsilon = 0.004$. Как следует из графиков мгновенных профилей амплитуд на рис. 5, режим SSC не исчезает, хотя вид пространственно-временной структуры несколько изменяется.

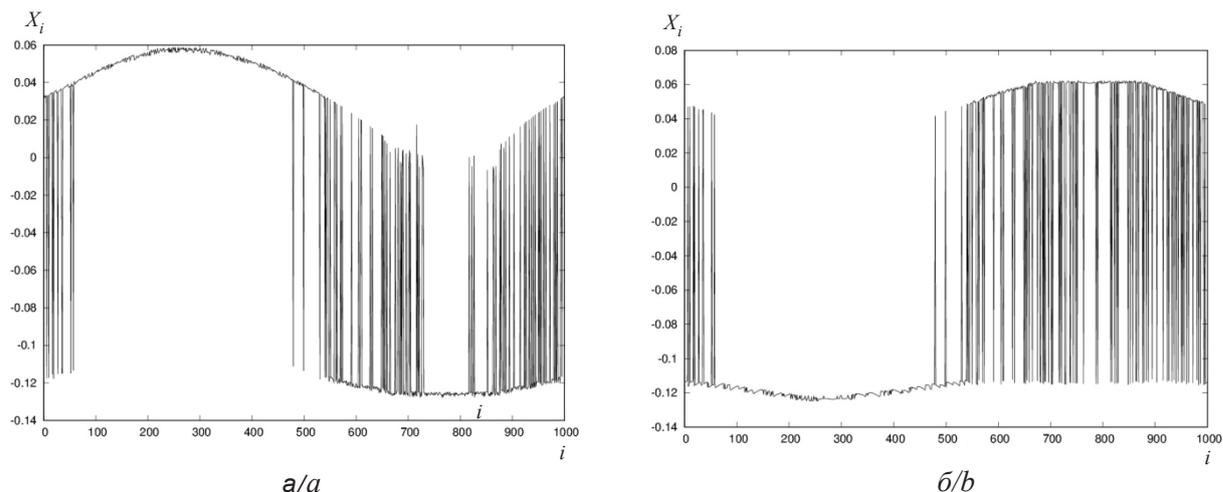


Рис. 5. Мгновенные профили амплитуд системы (4) при $\varepsilon = 0.002$ (а), $\varepsilon = 0.004$ (б). Другие параметры: $a = 0.27$, $\beta = 0.04$, $d = 0.5$, $J = 0.15$, $P = 320$, $\sigma = 0.04$

Fig. 5. Snapshots of amplitudes of the system (4) at $\varepsilon = 0.002$ (a), $\varepsilon = 0.004$ (b). Other parameters: $a = 0.27$, $\beta = 0.04$, $d = 0.5$, $J = 0.15$, $P = 320$, $\sigma = 0.04$

Обсуждение результатов и выводы

Исследования динамики одномерного кольца из нелокально связанных отображений Некоркина (4) выявили следующее. В системе (4) реализуется структура SSC, которая обусловлена рождением бистабильного режима во всех индивидуальных осцилляторах ансамбля. При этом конечное число осцилляторов оказывается в режиме, отвечающем движению на одном из аттракторов, и реализуется когерентный режим колебаний. Другая (конечная) часть осцилляторов реализует режим переключений с одного аттрактора на другой в пространстве ансамбля и формирует структуру SSC. Возникает вопрос о причине, вызывающей переключения. Исследования показали, что причина кроется в случайном задании начальных условий для осцилляторов ансамбля. В зависимости от начальных условий одни осцилляторы попадают в бассейн притяжения одного аттрактора, другие – в бассейн притяжения второго аттрактора. Этот эффект и приводит к рождению режима SSC. Отметим, что приведенные в настоящей статье результаты находятся в полном соответствии с выводами работы [31], что подтверждает общность установленного в ней механизма рождения режима SSC.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Немецкого Физического Общества (проект SFB 910) и Министерства образования и науки РФ (проект № 3.8616.2017/8.9).

Список литературы

1. Kuramoto Y., Battogtokh D. Coexistence of Coherence and Incoherence in Nonlocally Coupled Phase Oscillators // *Nonlin. Phen. in Complex Syst.* 2002. Vol. 5, № 4. P. 380–385. DOI: 10.1063/1.4858996
2. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera States for Coupled Oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93, iss. 17. P. 174102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.174102
3. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states : Coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators // *Nonlinearity.* 2015. Vol. 28, № 3. P. R67. DOI: 10.1088/0951-7715/28/3/R67
4. Omelchenko I., Maistrenko Y., Hövel P., Schöll E. Loss of coherence in dynamical networks : spatial chaos and chimera states // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106, iss. 23. P. 234102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.234102
5. Omelchenko I., Riemenschneider B., Hövel P., Maistrenko Y., Schöll E. Transition from spatial coherence to incoherence in coupled chaotic systems // *Phys. Rev. E.* 2012. Vol. 85, iss. 2. P. 026212. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.026212
6. Zakharova A., Kapeller M., Schöll E. Chimera Death : Symmetry Breaking in Dynamical Networks // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112, iss. 15. P. 154101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.154101
7. Dudkowski D., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Different types of chimera states : an interplay between spatial and dynamical chaos // *Phys. Rev. E.* 2014. Vol. 90, iss. 3. P. 032920. DOI: 10.1103/PhysRevE.90.032920
8. Semenova N., Zakharova A., Schöll E., Anishchenko V. Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators // *Europhys. Lett.* 2015. Vol. 112, № 4. P. 40002. DOI: 10.1209/0295-5075/112/40002



9. Богомолов С. А., Стрелкова Г. И., Schöll E., Анищенко В. С. Амплитудные и фазовые химеры в ансамбле хаотических осцилляторов // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, вып. 14. С. 103–110.
10. Vadivasova T. E., Strelkova G. I., Bogomolov S. A., Anishchenko V. S. Correlation analysis of the coherence-incoherence transition in a ring of nonlocally coupled logistic maps // Chaos. 2016. Vol. 26, iss. 9. P. 093108. DOI: 10.1063/1.4962647
11. Kemeth F. P., Haugland S. W., Schmidt L., Kevrekidis I. G., Krischer K. A classification scheme for chimera states // Chaos. 2016. Vol. 26, iss. 9. P. 094815. DOI: 10.1063/1.4959804
12. Ulonska S., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in networks of Van der Pol oscillators with hierarchical connectivities // Chaos. 2016. Vol. 26, iss. 9. P. 094825. DOI: 10.1063/1.4962913
13. Semenova N. I., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E. Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117, iss. 1. P. 01410. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
14. Schöll E. Synchronization patterns and chimera states in complex networks : Interplay of topology and dynamics // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2016. Vol. 225, iss. 6–7. P. 89–919. DOI: 10.1140/epjst/e2016-02646-3
15. Hizanidis J., Kouvaris N. E., Zamora-López G., Díaz-Guilera A., Antonopoulos C.G. Chimera-like states in modular neural networks // Scientific reports. 2016. Vol. 6. P. 19845. DOI: 10.1038/srep19845
16. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in complex networks : interplay of fractal topology and delay // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2017. Vol. 226, iss. 9. P. 1883–1892. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70036-8
17. Вадивасова Т. Е., Стрелкова Г. И., Богомолов С. А., Анищенко В. С. Корреляционные характеристики фазовых и амплитудных химерных состояний в ансамбле нелокально связанных отображений // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, вып. 2. С. 68–75. DOI: 10.21883/PJTF.2017.02.44189.16400
18. Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2017. Vol. 226, iss. 9. P. 1857–1866. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70023-1
19. Semenova N. I., Strelkova G. I., Anishchenko V. S., Zakharova A. Temporal intermittency and the lifetime of chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic oscillators // Chaos. 2017. Vol. 27, iss. 6. P. 061102. DOI: 10.1063/1.4985143
20. Bogomolov S. A., Slepnev A. V., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Mechanisms of appearance of amplitude and phase chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic systems // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2017. Vol. 43. P. 25–36. DOI: 10.1016/j.cnsns.2016.06.024
21. Shepelev I. A., Bukh A. V., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S., Zakharova A. Double-well chimeras in 2D lattice of chaotic bistable elements // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2018. Vol. 54. P. 50–61. DOI: 10.1016/j.cnsns.2017.05.017
22. Shepelev I. A., Bukh A. V., Strelkova G. I., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S. Chimera states in ensembles of bistable elements with regular and chaotic dynamics // Nonlinear Dynamics. 2017. Vol. 90, iss. 4. P. 2317–2330. DOI: 10.1007/s11071-017-3805-6
23. Холуянова И. А., Богомолов С. А., Анищенко В. С. Синхронизация химерных структур в ансамблях нелокально связанных кубических отображений // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2018. Т. 18, вып. 2. С. 103–111. DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-2-103-111
24. Schmidt A., Kasimatis T., Hizanidis J., Provata A., Hövel P. Chimera patterns in two-dimensional networks of coupled neurons // Phys. Rev. E. 2017. Vol. 95, iss. 3. P. 032224. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.032224
25. Maistrenko Y., Penkovsky B., Rosenblum M. Solitary state at the edge of synchrony in ensembles with attractive and repulsive interactions // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89, iss. 6. P. 060901. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.060901
26. Jaros P., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Chimera states on the route from coherence to rotating waves // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 91, iss. 2. P. 022907. DOI: 10.1103/PhysRevE.91.022907
27. Premalatha K., Chandrasekar V. K., Senthilvelan M., Lakshmanan M. Imperfectly synchronized states and chimera states in two interacting populations of nonlocally coupled Stuart-Landau oscillators // Phys. Rev. E. 2016. Vol. 94, iss. 1. P. 012311. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.012311
28. Jaros P., Brezetsky S., Levchenko R., Dudkowski D., Kapitaniak T., Maistrenko Y. Solitary states for coupled oscillators with inertia // Chaos. 2018. Vol. 28, iss. 1. P. 011103. DOI: 10.1063/1.5019792
29. Bukh A., Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. New type of chimera and mutual synchronization of spatiotemporal structures in two coupled ensembles of nonlocally coupled interacting chaotic maps // Chaos. 2017. Vol. 27, iss. 11. P. 111102. DOI: 10.1063/1.5009375
30. Semenova N., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S. Mechanism of solitary state appearance in an ensemble of nonlocally coupled Lozi maps // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2018. Vol. 227, iss. 10–11. P. 1173–1183. DOI: 10.1140/epjst/e2018-800035-y
31. Rybalova E. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. Mechanism of realizing a solitary state chimera in a ring of nonlocally coupled chaotic maps // Chaos, Solitons & Fractals. 2018. Vol. 115. P. 300–305. DOI: 10.1016/j.chaos.2018.09.003
32. Некоркин В. И., Вдовин Л. В. Дискретная модель нейронной активности // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15, № 5. С. 36–60. DOI: 10.18500/0869-6632-2007-15-5-36-60

**Образец для цитирования:**

Богомолов С. А., Рыбалова Е. В., Стрелкова Г. И., Анищенко В. С. Пространственно-временные структуры в ансамбле нелокально связанных отображений Некоркина // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 86–94. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-86-94>

Spatiotemporal Structures in an Ensemble of Nonlocally Coupled Nekorkin Maps

S. A. Bogomolov, E. V. Rybalova,
G. I. Strelkova, V. S. Anishchenko

Sergey A. Bogomolov, <http://orcid.org/0000-0001-8084-3232>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, bogomolov22@gmail.com

Elena V. Rybalova, <http://orcid.org/0000-0003-3008-1078>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, rybalovaev@gmail.com

Galina I. Strelkova, <http://orcid.org/0000-0002-8667-2742>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, strelkovagi@info.sgu.ru

Vadim S. Anishchenko, <http://orcid.org/0000-0003-2255-1498>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, wadim@info.sgu.ru

Background and Objectives: Studying chimera states is a subject of special attention among specialists in nonlinear dynamics, and the issue on the mechanisms for implementing chimeras is today one of the topic directions. In the paper we consider the mechanism for realizing a chimera state regime which is based on the so-called “solitary states” (SSC) and is actively discussed by experts. The problem is solved by analyzing the dynamics of a one-dimensional ring of nonlocally coupled discrete-time systems. The individual element of the ring is given by the discrete model describing neuronal activity. **Materials and Methods:** Numerical simulation of large and multicomponent ensembles (networks) is the basic method of our research. Software systems specially developed by the authors are used that allow to carry out numerical experiments under variations in the system parameters, initial conditions and provide a graphic illustration of the obtained results. **Results:** We have established that the ensemble of nonlocally coupled Nekorkin maps can exhibit the SSC regime which is resulted from the appearance of bistability in the individual elements of the ensemble. This fact has been corroborated by the numerical results for the phase portraits of the coexisting attractors and their basins of attraction. It has been shown that randomly distributed initial conditions lead to the situation when one part of the ensemble oscillators fall into one attractor, while the other one belongs to the second attracting set. This mechanism was presented by the authors in the previously published papers for ensembles of different discrete-time systems. The results of this work confirm the commonality of the mechanism for implementing the SSC mode established earlier by the authors. **Conclusion:** The results of this article make a significant contribution to the understanding of the peculiarities in the formation of complex spatiotemporal structures of the SSC type.

Keywords: ensemble of coupled oscillators, nonlocal coupling, chimeras, solitary states, Nekorkin map.

Acknowledgements: This work was supported by the DFG (project SFB 910) and the Russian Ministry of Education and Science (project No. 3.8616.2017/8.9).

References

1. Kuramoto Y., Battogtokh D. Coexistence of Coherence and Incoherence in Nonlocally Coupled Phase Oscillators. *Nonlin. Phen. in Complex Syst.*, 2002, vol. 5, no. 4, pp. 380–385. DOI: 10.1063/1.4858996
2. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera States for Coupled Oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 93, iss. 17, pp. 174102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.174102
3. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states: Coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators. *Nonlinearity*, 2015, vol. 28, no. 3, pp. R67. DOI: 10.1088/0951-7715/28/3/R67
4. Omelchenko I., Maistrenko Y., Hövel P., Schöll E. Loss of coherence in dynamical networks: spatial chaos and chimera states. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol. 106, iss. 23, pp. 234102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.234102
5. Omelchenko I., Riemenschneider B., Hövel P., Maistrenko Y., Schöll E. Transition from spatial coherence to incoherence in coupled chaotic systems. *Phys. Rev. E.*, 2012, vol. 85, iss. 2, pp. 026212. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.026212
6. Zakharova A., Kapeller M., Schöll E. Chimera Death: Symmetry Breaking in Dynamical Networks. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, vol. 112, iss. 15, pp. 154101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.154101
7. Dudkowski D., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Different types of chimera states: an interplay between spatial and dynamical chaos. *Phys. Rev. E.*, 2014, vol. 90, iss. 3, pp. 032920. DOI: 10.1103/PhysRevE.90.032920
8. Semenova N., Zakharova A., Schöll E., Anishchenko V. Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators. *Europhys. Lett.*, 2015, vol. 112, no. 4, pp. 40002. DOI: 10.1209/0295-5075/112/40002
9. Bogomolov S. A., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Amplitude and phase chimeras in an ensemble of chaotic oscillators. *Technical Physics Letters*, 2016, vol. 42, iss. 7, pp. 765–768. DOI: 10.1134/S1063785016070191
10. Vadivasova T. E., Strelkova G. I., Bogomolov S. A., Anishchenko V. S. Correlation analysis of the coherence-incoherence transition in a ring of nonlocally coupled logistic maps. *Chaos*, 2016, vol. 26, iss. 9, pp. 093108. DOI: 10.1063/1.4962647
11. Kemeth F. P., Haugland S. W., Schmidt L., Kevrekidis I. G., Krischer K. A classification scheme for chimera states. *Chaos*, 2016, vol. 26, iss. 9, pp. 094815. DOI: 10.1063/1.4959804



12. Ulonska S., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in networks of Van der Pol oscillators with hierarchical connectivities. *Chaos*, 2016, vol. 26, iss. 9, pp. 094825. DOI: 10.1063/1.4962913
13. Semenova N. I., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E. Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, vol. 117, iss. 1, pp. 01410. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
14. Schöll E. Synchronization patterns and chimera states in complex networks: Interplay of topology and dynamics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2016, vol. 225, iss. 6–7, pp. 89–919. DOI: 10.1140/epjst/e2016-02646-3
15. Hizanidis J., Kouvaris N. E., Zamora-López G., Díaz-Guilera A., Antonopoulos C. G. Chimera-like states in modular neural networks. *Scientific reports*, 2016, vol. 6, pp. 19845. DOI: 10.1038/srep19845
16. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in complex networks: interplay of fractal topology and delay. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, iss. 9, pp. 1883–1892. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70036-8
17. Vadivasova T. E., Strelkova G. I., Bogomolov S. A., Anisichenko V. S. Correlation characteristics of phase and amplitude chimeras in an ensemble of nonlocally coupled maps. *Technical Physics Letters*, 2017, vol. 43, iss. 1, pp. 118–121. DOI: 10.1134/S1063785017010278
18. Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anisichenko V. Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, iss. 9, pp. 1857–1866. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70023-1
19. Semenova N. I., Strelkova G. I., Anisichenko V. S., Zakharova A. Temporal intermittency and the lifetime of chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic oscillators. *Chaos*, 2017, vol. 27, iss. 6, pp. 061102. DOI: 10.1063/1.4985143
20. Bogomolov S. A., Slepnev A. V., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Mechanisms of appearance of amplitude and phase chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic systems. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2017, vol. 43, pp. 25–36. DOI: 10.1016/j.cnsns.2016.06.024
21. Shepelev I. A., Bukh A. V., Vadivasova T. E., Anisichenko V. S., Zakharova A. Double-well chimeras in 2D lattice of chaotic bistable elements. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2018, vol. 54, pp. 50–61. DOI: 10.1016/j.cnsns.2017.05.017
22. Shepelev I. A., Bukh A. V., Strelkova G. I., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S. Chimera states in ensembles of bistable elements with regular and chaotic dynamics. *Nonlinear Dynamics*, 2017, vol. 90, iss. 4, pp. 2317–2330. DOI: 10.1007/s11071-017-3805-6
23. Kholuianova I. A., Bogomolov S. A., Anishchenko V. S. Synchronization of Chimera States in Ensembles of Nonlocally Coupled Cubic Maps. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2018, vol. 18, iss. 2, pp. 103–111 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-2-103-111
24. Schmidt A., Kasimatis T., Hizanidis J., Provata A., Hövel P. Chimera patterns in two-dimensional networks of coupled neurons. *Phys. Rev. E*, 2017, vol. 95, iss. 3, pp. 032224. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.032224
25. Maistrenko Y., Penkovsky B., Rosenblum M. Solitary state at the edge of synchrony in ensembles with attractive and repulsive interactions. *Phys. Rev. E*, 2014, vol. 89, iss. 6, pp. 060901. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.060901
26. Jaros P., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Chimera states on the route from coherence to rotating waves. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 91, iss. 2, pp. 022907. DOI: 10.1103/PhysRevE.91.022907
27. Premalatha K., Chandrasekar V. K., Senthilvelan M., Lakshmanan M. Imperfectly synchronized states and chimera states in two interacting populations of nonlocally coupled Stuart-Landau oscillators. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 94, iss. 1, pp. 012311. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.012311
28. Jaros P., Brezetsky S., Levchenko R., Dudkowski D., Kapitaniak T., Maistrenko Y. Solitary states for coupled oscillators with inertia. *Chaos*, 2018, vol. 28, iss. 1, pp. 011103. DOI: 10.1063/1.5019792
29. Bukh A., Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anisichenko V. New type of chimera and mutual synchronization of spatiotemporal structures in two coupled ensembles of nonlocally coupled interacting chaotic maps. *Chaos*, 2017, vol. 27, iss. 11, pp. 111102. DOI: 10.1063/1.5009375
30. Semenova N., Vadivasova T. E., Anisichenko V. S. Mechanism of solitary state appearance in an ensemble of nonlocally coupled Lozi maps. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2018, vol. 227, iss. 10–11, pp. 1173–1183. DOI: 10.1140/epjst/e2018-800035-y
31. Rybalova E. V., Strelkova G. I., Anisichenko V. S. Mechanism of realizing a solitary state chimera in a ring of nonlocally coupled chaotic maps. *Chaos, Solitons & Fractals*, 2018, vol. 115, pp. 300–305. DOI: 10.1016/j.chaos.2018.09.003
32. Nekorkin V. I., Vdovin L. V. Map-based model of the neural activity. *Izvestiya VUZ, Applied nonlinear dynamics*, 2007, vol. 15, no. 5, pp. 36–60 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2007-15-5-36-60

Cite this article as:

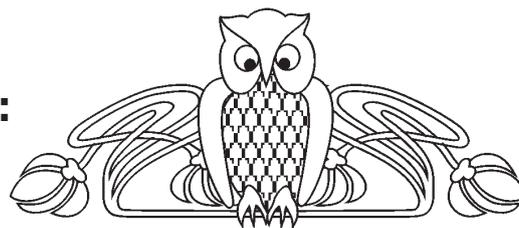
Bogomolov S. A., Rybalova E. V., Strelkova G. I., Anisichenko V. S. Spatiotemporal Structures in an Ensemble of Nonlocally Coupled Nekorkin Maps. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 86–94 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-86-94>



УДК 537.8:537.9:621.371

Отрицательные дисперсия, рефракция и обратные поляритоны: импедансный подход

М. В. Давидович



Давидович Михаил Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры радиотехники и электродинамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, DavidovichMV@info.sgu.ru

Рассмотрена дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов вдоль диссипативных структур. Получены дисперсионные уравнения, условия существования медленных и быстрых, втекающих и вытекающих, а также прямых и обратных волн. Показано, что для несобственных втекающих и вытекающих монохроматических волн (поляритонов) групповая скорость не соответствует скорости переноса энергии, особенно в областях резонансов, запрещенных зон и сильной пространственной дисперсии. Демонстрируется удобство импедансного подхода к рассмотренным задачам.

Ключевые слова: отрицательная групповая скорость, отрицательная рефракция, плазмон, обратная волна, втекающая волна, вытекающая волна, частотная дисперсия, пространственная дисперсия, графен.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-95-112>

Введение

В ряде работ рассмотрены плазмон-поляритоны ПП вдоль проводящих структур [1–13]. До недавнего времени рассматривались недиссипативные структуры и поверхностные ПП (ППП) вдоль них [1–6]. Для таких ППП получаются весьма большие (в принципе неограниченные) замедления. Обычно (в подавляющем количестве публикаций) диссипация не рассматривается. В этом случае имеются запрещенные зоны, разрывы дисперсионных ветвей, а замедление поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) не ограничено [1–6]. Обратные ПП определяются по отрицательной групповой скорости (ГС), которая ограничена по модулю скоростью света [4, 6, 7]. Они обладают весьма интересными свойствами, в том числе возможностью фокусировки на поверхности (см. обзор литературы в [10]). Для быстрых (относительно среды подложки) обратных ПП вытекание волны происходит под тупым углом [6], что эквивалентно инверсному эффекту Вавилова–Черенкова. Структура поля вытекающей волны из тонкой пластины такая же, как для быстрой волны тока в среде, поскольку

возникающий в ней ток поляризации эквивалентен току возбуждения, например, создаваемому плоским ленточным электронным потоком. Рассмотренные в работе структуры перспективны как замедляющие и как структуры вывода энергии для создания терагерцевых вакуумных [14] и твердотельных [15, 16] усилителей бегущей волны (ЛБВ).

Для диссипативных ППП дисперсионные кривые смыкаются непрерывно, в запрещенных зонах имеет место распространение ПП, замедление ограничено, а ГС приобретает кинематический смысл и становится неограниченной. В силу этого рассмотрение диссипативных ППП актуально. Диссипация сильно ограничивает замедление ППП и их возбуждение. Исследованы ПП вдоль тонких металлических пленок [7–11] и вдоль графеновых пленок [12, 13, 15]. Такое исследование осложняется тем, что необходимо решать дисперсионное уравнение (ДУ) в комплексной области [8–11]. В работе [7] в основном исследованы прямые и обратные недиссипативные ППП и влияние подложек на ГС с целью ее снижения. Для диссипативного случая приведено выражение для скорости энергии, причем результаты решения комплексного ДУ не представлены.

В данной работе рассматриваются диссипативные среды, структуры и плазмон-поляритоны ПП вдоль них. Цель работы – исследование дисперсии диссипативных ППП, получение максимального замедления, определение условий и возможности существования поверхностных объемных обратных волн (ОВ), в том числе и возможность получения однородных и изотропных искусственных сред с объемными ОВ. В структурах, содержащих слои из левых сред, возможны как прямые, так и обратные ППП [17], причем исследований по данному вопросу достаточно много и в них обычно параметры левых сред $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ предполагаются заданными и действительными. Однако получение однородных изотропных левых сред до сих пор остается проблемой (см. работы [18, 19] и обзор литературы в них). Дис-



сипация для левых сред существенна [19]. Одна из целей данной работы – показать, что для ППП малая (бесконечно малая) диссипация приводит к большому (бесконечно большому) замедлению и потерям около частоты поверхностного плазмонного резонанса. В частности, показано, что диссипация и замедление ППП обратно пропорциональны квадратному корню из отрицательной мнимой части $1/\sqrt{\varepsilon''}$ диэлектрической проницаемости (ДП) $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$.

Если задан закон дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k})$ плоской монохроматической электромагнитной волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ в некой диссипативной среде или структуре, например, в фотонном кристалле (ФК), то можно ввести действительный вектор групповой скорости (ГС) $\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k})$ и комплексный вектор фазовой скорости (ФС) $\mathbf{v}_p = \mathbf{k}^* \omega(\mathbf{r}) / k^2$ [20], где $k^2 = |\mathbf{k}|^2$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}' - i\mathbf{k}''$. Здесь и далее одинарный штрих означает реальную часть комплексной величины, а двойной штрих – ее отрицательную мнимую часть. Смысл комплексной ФС раскрыт в [20]: ее действительная часть \mathbf{v}'_p определяет скорость движения фазы, а мнимая часть $\mathbf{k}'' \omega / k^2$ связана с диссипацией. Если направления движения фазы и затухания совпадают ($\mathbf{v}'_0 = \mathbf{k}'_0 = \mathbf{k}''_0$), то затухание волны имеет место в направлении движения фазы. Здесь $\mathbf{k}'_0 = \mathbf{k}' / |\mathbf{k}'|$ и $\mathbf{k}''_0 = \mathbf{k}'' / |\mathbf{k}''|$. Именно, имеем действительный вектор $\mathbf{k}'' = \mathbf{k}''_0 \kappa$, где $\kappa = k^2 \text{Im}(\mathbf{v}_p) / \omega$ – коэффициент затухания. Однако условие $\mathbf{k}'_0 = \mathbf{k}''_0$ выполнено не всегда. В частности, в обратных волнах (ОВ) может быть $\mathbf{k}'_0 = -\mathbf{k}''_0$. В анизотропных средах и структурах эти векторы могут быть неколлинеарными, так же как и в пакетах диссипативных неоднородных плоских волн, и тогда ОВ соответствует тупой угол между этими векторами.

Монохроматические волны (квазифотоны) в диспергирующих средах и структурах связаны с поляризацией и также называются поляритами. Далее будем рассматривать неоднородные плоские волны в простейших структурах с движением поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) вдоль их поверхности в направлении \mathbf{x}_0 при нормали \mathbf{z}_0 , т.е. полагать $k_y = 0$. В этом случае k_z различные в разных областях. ППП связаны с движением либо электрической поляризации, либо с движением магнитной поляризации (намагниченности), например, в магнитостатических волнах. Комплексная ГС смысла не имеет [20], хотя некоторые авторы вводят ее и даже комплекс-

ное групповое время задержки, что приводит к нелепым ошибочным результатам (см. [21]). ФС в силу определения есть ковариантный полярный вектор (\mathbf{k} – ковариантный, а \mathbf{r} – контравариантный полярные векторы). ГС в структурах без диссипации, получающаяся как градиент скаляра ω по действительному вектору \mathbf{k} , есть вектор контравариантный. По типу он такой же, как обычная скорость материальной точки. Имеет место теорема Леонтовича–Лайтхилла–Рытова, доказанная в наиболее общей форме Рытовым [22], что ГС монохроматической волны в строго недиссипативных гамильтоновых системах совпадает со скоростью \mathbf{v}_e переноса энергии. Однако все среды и структуры, поддерживающие электромагнитные волны, в той или иной степени диссипативные (т.е. поглощающие фотоны), поэтому возникает вопрос о правомерности использования для них ГС. Имеют место утверждения, что это справедливо при слабой диссипации. Однако не ясно, насколько слабой она должна быть. Далее показано, что даже бесконечно малая диссипация приводит к неограниченности ГС.

1. Отрицательная групповая скорость

ГС \mathbf{v}_g , отрицательная по отношению к ФС \mathbf{v}_p , впервые рассмотренная Г. Лэмбом (1904), А. Шустером (1904), М. фон Лауэ (1905), Г. Поклингтоном (1905), а затем уже Л. И. Мандельштамом, Г. Д. Малюжинцем (1951), Д. В. Сивухиным (1957), В. Г. Веселаго (1967) и далее очень большим числом исследователей (см., например, [23–29]), обычно ассоциируется с ОВ и отрицательной рефракцией (ОР) – отрицательным преломлением [24–26]. ОВ и ОР явления разные и могут проявляться порознь (не всегда при ОР волна обратная), а также и одновременно [24, 28], при этом ОР существенно зависит от ориентации волны по отношению к границе раздела метаматериала. ОР без обратных волн проявляется в ФК (в частности, только с диэлектрическими включениями) [18, 19, 24, 28]. Отождествлять отрицательную ГС с ОВ при диссипации также не следует. ОВ следует определять через \mathbf{v}_e или вектор \mathbf{k}''_0 . Поскольку $\mathbf{v}_e = \mathbf{S}' w$, где $\mathbf{S}' = \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) / 2$, w – плотность энергии поля и вещества, необходимо вычислять вектор Пойнтинга \mathbf{S} , так как определение плотности энергии поля и вещества в диссипативной среде



является до сих пор полностью не решенной проблемой [30]. Покажем, что направления \mathbf{k}_0'' и \mathbf{S}' совпадают, по крайней мере, для простейших структур. Для однородной диссипативной «левой» среды с $\varepsilon'(\omega) < 0$, $\mu'(\omega) < 0$ это видно непосредственно из представления плоской волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{v}_0(k' - ik'')\mathbf{r})$ с учетом уравнения Максвелла $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = (k' - ik'')\mathbf{v}_0 \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) / \omega\mu_0\mu$. Здесь \mathbf{v}_0 – единичный вектор, образующий правую тройку с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} . Теперь $\mathbf{S}' \sim (k'\mu' + k''\mu'')\mathbf{v}_0 |\mathbf{E}_0|^2 \exp(-2k''\mathbf{v}_0\mathbf{r})$. В правой среде $k' > 0$, $\mu' > 0$, и утверждение справедливо. В левой среде $k' < 0$, $\mu' < 0$, и утверждение также справедливо. Заметим, что в диссипативной среде $k'' > 0$, $\mu'' > 0$, а \mathbf{S}' направлен в сторону \mathbf{v}_0 . Абсолютно такое же доказательство имеет место для неоднородных плоских Е- и Н-волн в безграничной среде. В них все компоненты выражаются через одну продольную компоненту, например, E_z или H_z [8, 31]. Такие волны существуют в структурах с границами, когда волновой вектор направлен под углом к границе раздела. В этом случае интересны волны вдоль границ в направлении \mathbf{x}_0 . Для них при определении потока мощности следует вычислять интеграл S'_x по z , т.е. усреднять по поперечному сечению. В случае простейшей структуры с одной границей раздела дисперсия поверхностной волны Ценнека дается явным соотношением $k_x = k_0 \sqrt{\varepsilon / (\varepsilon + 1)}$, интегралы в полубесконечных пределах от экспоненциально затухающих величин вычисляются просто, и соотношение $S'_x > 0$ также доказывается достаточно просто (\mathbf{x}_0 направлено вдоль затухания). ДП металла $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$ находим через плазменную частоту ω_p , частоту столкновений ω_c и лоренцеву ДП $\varepsilon_L(\omega)$, определяющую поляризацию, связанную с атомами решетки и межзонными переходами. В рассматриваемом диапазоне $\varepsilon_L(\omega)$ можно считать действительной и постоянной. В случае малых потерь $\omega_c \ll \omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$, подставляя частоту плазмонного резонанса ω_{sp} в формулу Ценнека, получаем $k_x'(\omega_{sp}) = \omega_{sp}(1 + \varepsilon''/2) / \sqrt{2\varepsilon''}$, $k_x''(\omega_{sp}) = \omega_{sp}(1 - \varepsilon''/2) / \sqrt{2\varepsilon''}$, т.е. при малой диссипации имеем большие потери ППП:

$k_x''(\omega_{sp}) \approx k_x'(\omega_{sp}) \approx \omega_{sp} / \sqrt{2\varepsilon''}$. Здесь $\varepsilon'' = \varepsilon''(\omega_{sp}) \approx \sqrt{(\varepsilon_L + 1)}\omega_c / \omega_p \ll 1$, $\varepsilon'(\omega_{sp}) = -1$. В окрестности ω_{sp} ГС не ограничена.

В случае многослойных структур имеют место несколько областей, где необходимо вычислять поток мощности. Необходимо также использовать решение неявного дисперсионного уравнения (ДУ), связывающего компоненты волнового вектора с волновым числом k_0 . И в этом случае для поверхностных волн путем численного решения ДУ также доказывается указанный результат $\mathbf{S}' \uparrow \uparrow \mathbf{k}''$. При этом ГС может быть направлена противоположно \mathbf{S}' и затуханию в сторону отрицательных x , т.е. быть отрицательной, хотя плазмон прямой [8, 31]. В многослойных структурах также возможны быстрые вытекающие антиповерхностные (экспоненциально нарастающие в сторону бесконечности) волны [31, 32]. Вектор Пойнтинга направлен под углом от структуры, и баланс энергии можно получить только в конечной области, ограниченной двумя плоскостями $x = \text{const}$ и двумя плоскостями $z = \text{const}$. Но и в этом случае проекция направления \mathbf{S}' на ось x положительная, и интеграл от S'_x даже не надо вычислять.

Выше приведена очень малая часть из публикаций по отрицательной ГС, ОВ и ОР, поскольку история вопроса хорошо известна (см., например, обзоры публикаций в [24–29]), а большинство публикаций с конкретными результатами по ОВ и ОР касается искусственных сред – метаматериалов с периодическим включением металлических элементов (реже – диэлектрических и полупроводниковых элементов). Такие ФК обладают выраженной пространственной дисперсией, бианизотропией и не описываются скалярными диэлектрической проницаемостью (ДП) ε и магнитной проницаемостью (МП) μ и ПП n . Тем не менее, в очень большом числе публикаций рассматриваются «отрицательные» (левые) среды с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$, $n < 0$ (по поводу невозможности введения отрицательного ПП см., например, [33]). Строгий анализ ФК даже для простейших конфигураций не прост, поэтому часто используют коммерческие пакеты программ, интерпретации результатов которых для ОР не всегда однозначны [28] (в плане определения ε ,



μ и n). Часто численное получение ОР выдается за отрицательные ПП и ГС. В большинстве таких публикаций не учитывается диссипация, которая для ФК существенна.

2. Диссипативные структуры

Диссипация связана с дисперсией, как и дисперсия связана с диссипацией [34]. Поэтому реально волновой вектор \mathbf{k} комплексный. Взять градиент скаляра ω по такому вектору, т.е. строго определить ГС, нельзя. Однако это часто делают: в «окнах прозрачности» [34], где диссипация слабая, определяют ГС в направлении движения волны \mathbf{x}_0 как $v_g = \partial\omega / \partial k'_x$, т.е. по реальной части величины $k_x = k'_x - ik''_x$, и считают, что ГС приближенно описывает v_e . В таких областях прозрачности обычно и дисперсия слабая: в классических законах (например, Лоренца, Дебая) максимальной дисперсии соответствуют максимальные потери. Однако для ППП Ценнека при слабой диссипации $\varepsilon'' / |\varepsilon'| \ll 1$, малых потерях в волне $k''_x / k'_x \ll 1$ и очень слабой дисперсии имеем $v_g > c$ [11, 31]. Это же относится и к дисперсии в структурах, в которых в отсутствие диссипации возможны запрещенные зоны. Даже слабая диссипация приводит к возможности распространения в этих зонах несобственных волн с большим затуханием и почти бесконечной ГС (волны со сверхсветовой ГС впервые обнаружил Эренфест в 1910 г.).

Материальная дисперсия сред приводит к потерям, а потери – к дисперсии, и эти величины связаны условиями Крамерса–Кронига, выражающими принцип причинности [34]. Если среда недиссипативная ($\alpha = 0$, $\varepsilon'' = 0$), то согласно соотношениям Крамерса–Кронига потери ($\alpha = 0$, $\varepsilon'' = 0$) вырождаются в дельта-функции. Точнее говоря, совершенно недиссипативная среда не может быть диспергирующей, и если почти во всем диапазоне потерь нет, то должны получиться весьма высокие потери в очень узкой полосе (или системе полос), где имеет место дисперсия. Это, например, хорошо иллюстрирует дисперсия Лоренца (см. уравнение (1) в [20]) и предельный переход для нее при стремлении диссипации к нулю. Принимая, что потерь у осцилляторов нет, мы приходим к существованию полос непроникновения в области резонансов ($\varepsilon' < 0$). Малые потери приводят там к аномальной (положительной и

отрицательной) дисперсии и превышению ГС скорости света [20, 23, 31]. Будем использовать классическую формулу [20]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^N \frac{\omega_{ei}^2}{\omega_{0ei}^2 - (\omega^2 - i\omega\omega_{cei})}. \quad (1)$$

Для квантового подхода $\omega_{ei}^2 = N_i f_{lk}^i$, где N_i – концентрации атомов сорта i , излучающих или поглощающих частоты $\omega_{ei} = |E_k - E_l| / \hbar$; $f_{lk}^i = 2m_e |\omega_{0lk}^v| \cdot |d_{lk}^i|^2 / (e^2 \hbar)$ – силы осцилляторов, пропорциональные матричным элементам $d_{lk}^i = \langle \psi_k | x | \psi_l \rangle$ диполь-дипольных переходов (высшие мультипольные переходы обычно не вносят существенный вклад) под действием поля $E_x(\omega)$. В квантовом случае основной вклад в $\mu(\omega)$ дают магнитно-дипольные переходы $\langle \psi_k | \mathbf{v} \times \mathbf{r} | \psi_l \rangle$, где $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$. В классическом случае метаматериалов вычисляется поляризация единицы объема $\mathbf{P} = \langle \rho \mathbf{r} \rangle$ и намагниченность $\mathbf{M} = \langle \mathbf{J} \times \mathbf{r} \rangle$, при этом $\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_p$. Для соленоидальной части плотности тока $\nabla \cdot \mathbf{J}_s = 0$ и $\mathbf{J}_s = \nabla \times \boldsymbol{\eta}$. Для потенциальной части $\mathbf{J}_p = \nabla \xi$, $\rho = i\nabla \cdot \mathbf{J} / (\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}) = i\nabla^2 \xi / (\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon})$. Здесь скобки Дирака означают интегрирование по периодической ячейке и деление на ее объем, т.е. гомогенизацию за счет усреднения, а $\tilde{\varepsilon}$ – известная диэлектрическая проницаемость некоей среды (основы или матрицы), в которую включены проводящие частицы (мета-атомы) метаматериала. Во многих работах и для $\mu(\omega)$ пишут формулу, подобную (1) (см. [35, формула (5)]), что неверно. Действительно, на образующие токи движущиеся заряды в среде действуют не поле \mathbf{H} , а индукция \mathbf{B} . Поэтому следует записать

$$\mu^{-1}(\omega) = [\mu'(\omega) - i\mu''(\omega)]^{-1} = 1 + \sum_{i=1}^M \frac{\omega_{mi}^2}{\omega_{0mi}^2 - (\omega^2 - i\omega\omega_{cmi})}. \quad (2)$$

т.е. необходим учет коллективного эффекта. Эти формулы соответствуют разреженному газу электрических и магнитных осцилляторов-диполей с N и M резонансными частотами ω_{0ei} и ω_{0mi} соответствующими переходам $l \rightarrow k$ ($\omega_{0ei} = (E_k - E_l) / \hbar$) и соответствующими электрическими и магнитными дипольными матричными элементами, а частоты «столкновений» или релаксаций ω_{cei} и ω_{cmi} связаны с потерями. В случае атомов они и определяют ширины спек-



тральных линий, а в случае металлических ФК – диссипацию в частицах. Сумму в (2) можно считать малой, и тогда правая часть аналогична правой части (2). Для ФК с ориентированными замкнутыми контурами с током выражение (2) зависит от ориентации, т.е. определяет компоненты тензора. Соотношение (1) и (2) получены без учета внутреннего поля, пространственной дисперсии и требуют выполнения условий квазистатичности $a \ll \lambda / \sqrt{\varepsilon}$. Для природных веществ в оптике отношение длины волны к размеру атома $\lambda / a \sim 10^5$. Для метаматериалов в лучшем случае $\lambda / a \sim 10^1$, где a – размер ячейки периодичности. Для получения изотропного метаматериала ФК должен быть кубическим, причем его частицы должны вносить вклады и в \mathbf{P} , и в \mathbf{M} . Это могут быть, например, металлические цилиндры на ребрах кубической решетки с длиной и радиусом меньше чем 50 нм. Фактически это отрезок квантового провода. ФК должен быть разреженным, т.е. взаимодействие частиц слабым. Иначе такой ФК будет биизотропным: на \mathbf{P} будет влиять поле \mathbf{H} , а на \mathbf{M} – поле \mathbf{E} . Другая возможная конфигурация изотропного ФК – металлические шарики в узлах кубической решетки [36]. В [37] предложено использовать наноразмерные диэлектрические сферы двух радиусов как диэлектрические резонаторы с Н- и Е-модами, настроенные на заданную частоту. Они должны быть включены в узлы двух кубических подрешеток, сдвинутых на полпериода по всем осям. Однако в таком ФК есть сильное внутреннее поле, поэтому нет отдельных резонансов. Следует строго решать задачу гомогенизации (см. [18, 19]).

Возьмем простейший случай (2) с одним резонансом ω_{0m} и запишем условие, при котором $\mu'(\omega) < 0$. Очевидно, $\omega_m^2 > 2(\omega_{cm}^2 + \sqrt{2}\omega_{0m}\omega_{cm})$, и при малой диссипации $\omega_{0m}^2 < \omega^2 < \omega_{0m}^2 + \omega_m^2$. Для природных сред сила осцилляторов должна быть большой, а диссипация малой, что обычно не выполняется, поэтому $\mu' \approx 1$. Для метаматериалов получить большую частоту ω_m при малой диссипации также проблематично. Часто экспериментальные результаты для анизотропных и даже бианизотропных структур в резонансной области используют для аппроксимации ε и μ типа (1) [35].

Если электрические диполи не связаны ($\omega_{0ei} = 0$, заряды свободные), то из (1) сле-

дует дисперсия многокомпонентной плазмы ($\omega_{ei}^2 = e^2 N_{ei} / (\varepsilon_0 m_i)$ – квадраты плазменных частот, ω_{cei} – частоты столкновений носителей сорта i). Заметим, что дисперсия Дебая за счет ориентационной поляризации абсолютно жестких диполей также может быть получена предельным переходом из (1) [30]. Дисперсия однородной изотропной среды диполей, описываемой (1) и (2), допускает одновременно отрицательные значения $\varepsilon'(\omega)$ и $\mu'(\omega)$ (всегда при диссипации $\varepsilon''(\omega) > 0$, $\mu''(\omega) > 0$), т.е. имеем ОВ с $\mathbf{k} = k_0 \mathbf{v}n(k_0)$, где ПП (индекс рефракции) $n = n' - in'' = \sqrt{\varepsilon\mu}$ «отрицательный»: $n' < 0$, $n'' > 0$. В диэлектрической среде, описываемой (1) с одной резонансной частотой $\omega_{0e} = \omega_0$, как хорошо известно, в области отрицательной аномальной дисперсии $v_g < 0$ [20]. Действительно, потребуем $v_g = d\omega / d(n'k_0) \leq 0$. Для комплексного ПП $n = n' - in''$ имеют место соотношения $n' = \pm \left[\left(\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon' \right) / 2 \right]^{1/2}$, $n'' = \pm \left[\left(\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon' \right) / 2 \right]^{1/2}$, в которых знаки выбираются синхронно и соответствуют прямой и противоположной волнам. Это означает, что v_e и v_p направлены одинаково. В случае отсутствия диссипации функция $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega)$ имеет при ω_0 полюс и зону непропускания $n = -i\sqrt{|\varepsilon|}$ справа от него: $\omega_0 < \omega < \sqrt{\omega_e^2 + \omega_0^2}$, где ДП отрицательная. При диссипации в прямой волне, для которой энергия распространяется в прямом направлении, всегда $n' > 0$, т.е. фаза движется в сторону движения энергии. Полагая $v_g < 0$, имеем:

$$d\varepsilon' / d\omega \leq - \frac{\varepsilon'' d\varepsilon'' / d\omega}{\left(\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon' \right)} - 2\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} / \omega.$$

Это условие реализуется при аномальной дисперсии. Используя соотношения

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_c^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \omega \omega_c}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_c^2},$$

легко получить квадратное уравнение для граничных частот области, где ГС отрицательная. При предельно малых потерях $\omega_c \rightarrow 0$ имеем



$\varepsilon''(\omega) \rightarrow \omega_p^2 \delta(\omega^2 - \omega_0^2)$, и немного правее ω_0 выполнено $d\varepsilon'/d\omega \leq -2|\varepsilon'|/\omega$. Хотя $v_g < 0$, волна прямая.

Волна Ценнека может быть быстрой и медленной [11, 31, 32]. Для нее в области $-1 < \varepsilon' < 0$ существует отрицательная ГС [11, 31]. Без диссипации это запрещенная область. В области быстрой волны $\varepsilon' > 1$ выполняется условие $v_g > v_p > c$ [11]. В [32] из приближенного импедансного уравнения получены условия перехода от медленной волны к быстрой. Они не являются точными (переход имеет место в области $-1 < \varepsilon' < 0$) [11]. Результаты с отрицательной ГС, не соответствующей ОВ, приводятся во многих работах.

3. Втекающие и вытекающие волны. Дисперсионные уравнения

В диссипативных средах и структурах волны квазисобственные или несобственные. Под собственной (нормальной) волной следует понимать решение самосопряженной задачи электродинамики (самосопряженные операторы Максвелла и граничных условий). Соответственно описывающие проницаемости скаляры $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ действительные, если они тензорные, то эрмитовые. Волновой вектор также действительный. Если $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ комплексные, собственная волна становится квазисобственной. Пример несобственной волны – вытекающая волна, которая может вытекать из пластины идеального диэлектрика с действительной ДП. В диссипативных структурах возможны два условия: вектор \mathbf{S}' направлен из вакуума к границе структуры (втекание энергии и втекающая волна), и \mathbf{S}' направлен от границы (вытекающая в вакуум волна). Угол между границей (в нашем случае \mathbf{x}_0 и \mathbf{S}') есть угол вытекания \mathcal{G} . Условие $\mathcal{G}(\omega) = 0$ в плоскостойких структурах есть условие перехода от вытекания к втеканию (или от быстрой волны к медленной) [11, 32]. На этой частоте $k_x' = k_0$, $k_x'' = 0$, потерь в конечной структуре нет, поскольку волна не носит поверхностный характер, становится плоской, движется со скоростью света, а вся энергия переносится в вакууме. В идеальных структурах, поддерживающих поляритоны (ФК, плоскостойкие волноводы и т.п.), возможны запрещенные зоны. В них волновой вектор \mathbf{k} мнимый, а волны затухают.

Учет диссипации приводит к комплексным \mathbf{k} . Такие волны также следует классифицировать как несобственные.

Для получения ДУ для ППП используют метод сшивания, метод матриц передачи, метод трансформации импедансов [8, 31, 38]. Наиболее удобны и универсальны два последних. Обычно ищут решения без диссипации методом сшивания в виде собственных поверхностных волн, накладывая условия экспоненциального затухания на бесконечности. При изменении частоты такие решения могут привести к антиповерхностным волнам [32]. В случае диссипации в ограниченной по z структуре возможно втекание или вытекание на каждой из двух границ с вакуумом. Их надо накладывать (при выборе той или иной ветви квадратного корня). Далее будут приведены ДУ, полученные методом матриц передачи и путем трансформации импедансов вдоль z . Нормированные к импедансу $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ импедансы Е- и Н-волн в слое с номером n имеют вид $\rho_{ne} = k_{nz}/(k_0\varepsilon_n)$, $\rho_{nh} = k_0\mu_n/k_{nz}$, где $k_{nz} = \sqrt{k_0^2\varepsilon_n\mu_n - k_x^2}$. Классическая нормированная матрица передачи слоя, связывающая на его границах E_x и Z_0H_y для Е-волн и $-E_y$ и Z_0H_x для Н-волн, хорошо известна [8, 31, 38]. Получив полную матрицу слоев перемножением, следует далее наложить граничные импедансные условия на двух границах с вакуумом. Для втекания и вытекания импедансы отличаются знаком, т.е. имеет место четыре варианта. Результат приводит к ДУ в виде равенства нулю определителя второго порядка. Для тензорных проницаемостей моды гибридные и матрица передачи имеет четвертый порядок. В методе трансформации импедансов используем хорошо известную формулу, трансформируя импедансы от слоя к слою справа налево. На границе с вакуумом в случае вытекания следует взять $\rho_{0e} = k_{0z}/k_0$ для Е-волн и $\rho_{0h} = k_0/k_{0z}$ для Н-волн (индекс 0 соответствует вакууму, $k_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$). Для втекающих волн следует изменить знак ρ_{0e} и ρ_{0h} (в соответствии с концепцией передачи слева направо). На другой границе входной импеданс структуры следует приравнять входному импедансу вакуума [8, 9] при втекании из вакуума или поменять знак в таком равенстве при вытекании. Реально результат



зависит от знака корня $k_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$. Здесь мы не рассматриваем слои из метаматериала, волна вдоль z всегда прямая, поэтому втекание или вытекание определяется реальной частью k'_{0z} . Однако волна вдоль x может быть обратной, и для этого не требуется одновременно отрицательных $\varepsilon'(\omega)$ и $\mu'(\omega)$: достаточно только одной из них [2, 24]. ОВ возможны в структурах с металлическими слоями, для которых будем брать ДП в форме Дрude–Лоренца $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$. Первый член $\varepsilon_L(\omega)$ описывается дисперсией Лоренца (1) для внутризонных и межзонных переходов и отвечает за ДП кристаллической решетки.

Простейшей структурой, поддерживающей ППП в виде прямых волн, ОВ, втекающих и вытекающих волн является плоский слой толщины t в вакууме. ДУ для диэлектрического слоя приведены в [32], где в силу симметрии учтены условия для электрической и магнитной стенок в центре. Они получаются и описанными выше методами. Трансформируя импеданс ρ_{0e} справа налево, получаем ДУ $2\rho_{0e}\rho_e = i(\rho_e^2 + \rho_{0e}^2)\tan(2\theta)$. Здесь $\theta = k_z t$. Такое же ДУ имеет место для Н-волн. Разрешая относительно любого из импедансов, получаем четыре ДУ: $\rho_{0(e,h)} + i\rho_{(e,h)}\tan(\theta) = 0$ и $\rho_{(e,h)} + i\rho_{0(e,h)}\tan(\theta) = 0$. Видно, что первые два соответствуют электрической стенке в центре пленки, а вторые два – магнитной. Их удобно записать, выразив k_x из одного из импедансов. Для электрической стенки $k_{xe}^e = \pm k_0 \sqrt{(\varepsilon^2 - \varepsilon\mu\tau^2) / (\varepsilon^2 - \tau^2)}$, $k_{xh}^e = \pm k_0 \sqrt{(\mu\varepsilon - \mu^2\tau^2) / (1 - \mu^2\tau^2)}$. Для магнитной стенки $k_{xe}^m = \pm k_0 \sqrt{(\varepsilon^2\tau^2 - \varepsilon\mu) / (\varepsilon^2\tau^2 - 1)}$, $k_{xh}^m = \pm k_0 \sqrt{(\mu^2 - \mu\varepsilon\tau^2) / (\mu^2 - \tau^2)}$. Здесь $\tau = \tanh(t\sqrt{k_x^2 - k_0^2\varepsilon\mu})$, знак \pm соответствует взаимно противоположным волнам.

Для пластины на бесконечно толстой подложке (полупространстве) с ДП $\tilde{\varepsilon}$ в случае медленного ППП имеем ДУ

$$\exp(-2\kappa t) = \frac{\tilde{\kappa}\tilde{\varepsilon} + \tilde{\kappa}\tilde{\varepsilon}}{\tilde{\kappa}\tilde{\varepsilon} - \tilde{\kappa}\tilde{\varepsilon}} \cdot \frac{\kappa + \kappa_0\varepsilon}{\kappa - \kappa_0\varepsilon}, \quad (3)$$

где $\kappa_0 = \sqrt{k_x^2 - k_0^2}$, $\tilde{\kappa} = \sqrt{k_x^2 - k_0^2\tilde{\varepsilon}}$. Здесь возможно вытекание в одно из полупространств и вытекание из другого. В общем случае N -слойной структуры имеем матрицу передачи $\hat{a} = \hat{a}_1\hat{a}_2\dots\hat{a}_N$

и условия $E_0 = a_{11}E_{N+1} + a_{12}E_{N+1}/\rho_{N+1}$, $E_0/\rho_0 = a_{21}E_{N+1} + a_{22}E_{N+1}/\rho_{N+1}$. Здесь обозначены амплитуды электрического поля. Для втекающей волны $\rho_{N+1} = -\rho_0$ и ДУ имеет вид $\rho_0(a_{22} - \rho_0 a_{21}) = (a_{12} - \rho_0 a_{11})$, где ρ_0 – импеданс либо Е-моды, либо Н-моды в вакууме.

4. Плазмоны вдоль тонких пленок в слоистых структурах

Рассматриваем слоистые структуры с изотропными (скалярными) ε_n и μ_n . Между слоями могут находиться пленки, поддерживающие токи, описываемые поверхностной проводимостью. Примером является графен. Это означает двумерность пленки. Для металлической и полупроводниковой пленок двумерный электронный газ (ДЭГ) означает малую толщину t по сравнению с длиной свободного пробега λ и по сравнению с длиной волны λ в окружающих слоях: $t \ll \lambda$ и $t \ll \lambda$. Для металлов λ – порядка десятков нм. Выполнение первого условия для электродинамики не столь существенно и определяет в основном двумерную (поверхностную) проводимость и транспорт: баллистический или диффузионный. Второе говорит о том, что на оптических частотах пленка должна быть наноразмерной, т.е. являться квантовой ямой и иметь квантовую проводимость. Для проводящих металлических пленок будем использовать объемную удельную проводимость γ для определения поверхностной проводимости σ , что можно делать при толщинах в десятки и более нанометров. Описываемая макроскопической ДП пленка, расположенная в среде с ДП $\tilde{\varepsilon}$, создает избыточный (дополнительный) электрический ток поляризации с плотностью $\mathbf{J}_p^e = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon - \tilde{\varepsilon})\mathbf{E}$. Этот ток является вторичным источником и поддерживает волну. В тонкой пленке \mathbf{E} почти не изменяется в поперечном направлении, а поперечным током можно пренебречь (это и есть электродинамическое приближение для введения двумерных пленок). Приведенное соотношение можно записать так: $\mathbf{J}_s^e = \sigma\mathbf{E}_s$, где индекс s характеризует поверхностные величины, а $\sigma = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon - \tilde{\varepsilon})t$. Если ДП тензорная, то $\hat{\sigma} = i\omega\varepsilon_0(\hat{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}\hat{I})t$ тензор. Это определение годится и для диэлектрической пленки, тонкой по сравнению с длиной волны в ней. Это же относится и к магнитным, например,



ферритовым, пленкам. Для них $\hat{\sigma}^m = i\omega\mu_0(\hat{\mu} - \hat{I})t$. Это применимо в случае, когда поле \mathbf{H} почти не изменяется поперек пленки. Для вывода ДУ в случае изотропных пленок теперь достаточно учесть матрицу передачи пленки в виде

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ iy & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Здесь $y = Z_0\sigma$ – нормированная проводимость. В случае анизотропных пленок задача усложняется. Такие пленки поддерживают в общем случае гибридные моды. Следовательно, надо использовать классические или волновые матрицы передачи четвертого порядка. Их вид достаточно громоздкий. Мы ограничимся простейшими структурами типа пленка в диэлектрической основе или в вакууме. В качестве анизотропной пленки далее рассмотрим графен. В этом случае вывод ДУ получим, используя функцию Грина

(ФГ) $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = (4\pi\mathbf{R})^{-1} \exp(-ik\mathbf{R})$, $\mathbf{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Эта ФГ соответствует среде основы с волновым числом $k = k_0\sqrt{\tilde{\epsilon}}$. Создаваемый пленкой вектор-потенциал есть

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}_s^e(\mathbf{r}') d^2r'. \quad (5)$$

Интеграл берется по бесконечной двумерной области. $\mathbf{J}_s^e(\mathbf{r}')$ запишем в виде неоднородной плоской волны, а $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ представим в виде известного двумерного интеграла – разложения по неоднородным плоским волнам. В результате интеграл в (5) вычисляется явно. Далее через (5) определяем электрическое поле: $\mathbf{E} = (i\omega\epsilon_0\tilde{\epsilon})^{-1}(\nabla\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{A}(\mathbf{r}))$. Наконец, наложение условия $\mathbf{J}_s^e = \hat{\sigma}\mathbf{E}$ приводит к искомому ДУ. Оно получается как равенство нулю определителя. Записав $\hat{\xi} = Z_0\hat{\sigma} = \hat{\rho}^{-1}$, имеем две эквивалентные формы:

$$\begin{aligned} & \left[1 + \frac{(k_0^2\tilde{\epsilon} - k_x^2)\xi_{xx} - k_x k_y \xi_{xy}}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] \left[1 + \frac{(k_0^2\tilde{\epsilon} - k_y^2)\xi_{yy} - k_x k_y \xi_{xy}}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] = \\ & = \frac{(k_0^2\epsilon_d - k_x^2)\xi_{xy} - k_x k_y \xi_{yy}}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \frac{(k_0^2\epsilon_d - k_y^2)\xi_{xy} - k_x k_y \xi_{xx}}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\left[\rho_{xx} - \frac{k_0^2\tilde{\epsilon} - k_x^2}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] \left[\rho_{yy} - \frac{k_0^2\tilde{\epsilon} - k_y^2}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] = \left[\rho_{xy} + \frac{k_x k_y}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] \left[\rho_{yx} + \frac{k_x k_y}{2k_0\tilde{\epsilon}k_z} \right]. \quad (7)$$

Упрощение наступает, если плазмон движется вдоль оси x :

$$\left[\rho_{xx} - \frac{k_z}{2k_0\tilde{\epsilon}} \right] \left[\rho_{yy} - \frac{k_0}{2k_z} \right] - \rho_{xy}^2 = 0, \quad (8)$$

$$\left[1 + \frac{\sigma_{xx}(k_0^2\tilde{\epsilon} - k_x^2)}{2\omega\epsilon_0\tilde{\epsilon}k_z} \right] \left[1 + \frac{\sigma_{yy}k_0^2}{2\omega\epsilon_0k_z} \right] = 0. \quad (9)$$

Оно распадается на два для ППП с разными поляризациями:

$$k_x^2 = k_0^2\tilde{\epsilon} \left[1 - \frac{4\tilde{\epsilon}}{(Z_0\sigma_{xx})^2} \right], \quad k_x^2 = k_0^2\tilde{\epsilon} \left[\tilde{\epsilon} - \frac{(Z_0\sigma_{yy})^2}{4\tilde{\epsilon}} \right]. \quad (10)$$

Если при этом тензор импеданса диагональный, то (8) распадается на два: $\rho^e = 2\rho_{xx}$ и $\rho^h = 2\rho_{yy}$. Решение задачи для ППП вдоль ферритовой пленки, намагниченной по нормали \mathbf{z}_0 , может быть получено на основе соотношения $\mathbf{J}_s^m = \hat{\sigma}^m \mathbf{H}_s$ или принципа перестановочной двойственности,

в силу которого можно делать замены $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H}$, $\epsilon_0 \leftrightarrow -\mu_0$, $\hat{\sigma} \leftrightarrow -\hat{\rho}^m = -1/\hat{\sigma}^m$. В результате получаем

$$\left[1 - \frac{\rho_{xx}^m(k_0^2\tilde{\epsilon} - k_x^2)}{2k_0k_z} \right] \left[1 - \frac{\rho_{yy}^m(k_0^2\tilde{\epsilon} - k_y^2)}{2k_0k_z} \right] = \frac{(k_x k_z)^2 \rho_{xx}^m \rho_{yy}^m}{4(k_0 k_z)^2}.$$

При сильном замедлении в пленке с поверхностной МСВ распределение \mathbf{H} экспоненциально затухает от границ и обладает невзаимностью. Это можно учесть при коррекции \mathbf{J}_s^m , который становится зависимым от \mathbf{k} , а ДУ приобретает более сложный вид.

5. Быстрые, медленные и обратные ППП в пленках и графене

Рассмотрим ППП вдоль графена или другой двумерной импедансной пленки. Для графена проводимость тензорная, поэтому моды гибридные. Однако тензорный характер проводимости выражен несильно. Сначала рассмотрим скалярную проводимость, полученную в рамках подхода



Кубо–Гринвуда: $\sigma(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) + \sigma_{\text{inter}}(\omega)$ [13], где внутризонная σ_{intra} и межзонная σ_{inter} проводимости зависят от химического потенциала μ_c

и температуры T . Для межзонной проводимости температурной зависимостью (при $k_B T \ll |\mu_c|$) можно пренебречь, и тогда [13, 39]

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu, \omega_c, T) = \frac{-ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - i\omega_c)} \varphi(\mu, T) = \frac{\sigma_{0\text{intra}}}{1 + i\omega/\omega_c}, \quad (11)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu, \omega_c, 0) = \frac{-ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left(\frac{2|\mu_c| - (\omega - i\omega_c)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - i\omega_c)\hbar} \right), \quad (12)$$

$$\varphi(\mu_c, T) = \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{\mu_c}{k_B T} \right) \right) \right] = 2 \ln \left(\cosh \left(\frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right).$$

Из формулы (11) следует, что реактивность внутризонной проводимости имеет индуктивный тип, ($\text{Im}(\sigma) < 0$) и ей соответствует проводимость на постоянном токе

$$\sigma_{0\text{intra}} = \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 \omega_c} \ln \left(2^{-1} \left[1 + \cosh \left(\frac{\mu_c}{k_B T} \right) \right] \right). \quad (13)$$

При $k_B T \ll |\mu_c|$ в ней следует взять $\sigma_{0\text{intra}} = (e^2/h)[2|\mu_c|/(\hbar\omega_c)]$, а при $k_B T \gg |\mu_c|$ – соответственно $\sigma_{0\text{intra}} = 2 \ln(2)(e^2/h)k_B T/(\hbar\omega_c)$. Пусть частоты не очень велики: $|\omega - i\omega_c|\hbar \ll |\mu_c|$, что выполнено при $\omega\hbar \ll |\mu_c|$ и $\omega_c\hbar \ll |\mu_c|$. Тогда межзонная проводимость емкостная:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{inter}} &\approx \frac{e^2 \omega_c (1 + i\omega/\omega_c)}{4\pi |\mu_c|} [1 + i(1 + i\omega/\omega_c)\omega_c \hbar / |\mu_c|] \approx \\ &\approx \frac{e^2 \omega_c (1 + i\omega/\omega_c)}{4\pi |\mu_c|}. \end{aligned}$$

В этом случае при малой температуре и малых частотах имеем полную проводимость:

$$\sigma = \frac{e^2 |\mu_c|}{2\pi \hbar^2 \omega_c (1 + i\omega/\omega_c)} + \frac{e^2 \omega_c (1 + i\omega/\omega_c)}{4\pi |\mu_c|}. \quad (14)$$

Она индуктивная, если $\omega^2 < \omega_c^2 (2\mu_c^2 / (\omega_c \hbar)^2 - 1)$. В противном случае она емкостная. Действительная ее часть имеет вид

$$\sigma' = \frac{e^2}{h} \frac{2\mu_c^2 + (\omega_c \hbar)^2 (1 + \omega^2/\omega_c^2)}{2\hbar \omega_c |\mu_c| (1 + \omega^2/\omega_c^2)}. \quad (15)$$

При $\omega/\omega_c \ll 1$ (большая частота столкновений) имеем

$$\sigma' \approx \frac{e}{h} \frac{2\mu_c^2 + (\omega_c \hbar)^2}{2\hbar \omega_c |\mu_c|} \approx \frac{e^2 |\mu_c|}{h \hbar \omega_c} \gg \frac{e^2}{h},$$

а при $\omega/\omega_c \ll 1$ (малая частота столкновений) –

$$\sigma' \approx \frac{e^2}{h} \frac{2\mu_c^2 + (\omega \hbar)^2}{2\hbar \omega_c |\mu_c| \omega^2 / \omega_c^2} \approx \frac{e^2 |\mu_c| \omega_c}{h \hbar \omega}.$$

Если частоты большие ($|\mu_c| \ll |\omega - i\omega_c|\hbar$), то межзонная проводимость индуктивная:

$$\sigma_{\text{inter}} \approx \frac{e^2}{4\hbar} + \frac{e^2 |\mu_c|}{\pi \omega_c \hbar^2 (1 + i\omega/\omega_c)}. \quad (16)$$

При $\omega/\omega_c \gg 1$ имеем действительную её часть $\sigma'_{\text{inter}} = e^2/(4\hbar)$, а при $\omega/\omega_c \ll 1$ она увеличивается: $\sigma'_{\text{inter}} \approx (e^2/h)(\pi/2 + 2|\mu_c|/(\omega_c \hbar))$. Таким образом, в допированном графене при малой диссипации в полосе частот $\omega_c \sqrt{2\mu_c^2 / (\omega_c \hbar)^2 - 1} < \omega \ll |\mu_c|/\hbar$ проводимость емкостная, а медленный Е-плазмон обратный.

Будем считать, что полная проводимость описывается суммой проводимостей (11) и (16) в виде

$$\sigma = \frac{e^2}{4\hbar} + \frac{\sigma_0}{1 + i\omega/\omega_c}. \quad (17)$$

Для учета пространственной дисперсии (ПД) в случае ППП вдоль главной оси графена следует вместо (17) использовать компоненту [39]

$$\sigma_{\text{xx}}(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) \left[1 + \frac{v_F^2}{4(\omega - i\omega_c)^2} \left(3 - \frac{2i}{\omega/\omega_c} \right) k_x^2 \right] + \sigma_{\text{inter}}(\omega).$$

Здесь $v_F \approx c/300$. Дисперсию Е-ППП получаем, трансформируя проводимость вакуума за пленкой $y_0^{(e,h)} = 1/\rho_0^{(e,h)}$ к проводимости вакуума перед пленкой. Пленка шунтирует проводимость, т.е. $y_{\text{in}}^{(e,h)} = \sigma Z_0 - y_0^{(e,h)}$. Знак справа у проводимости отрицательный, поскольку волна втекает справа в диссипативную пленку. ДУ имеет вид $y_0^{(e,h)} = y_{\text{in}}^{(e,h)} = \sigma Z_0 - y_0^{(e,h)}$, или $k_x = k_0 \sqrt{1 - (\sigma Z_0 / 2)^2}$. Здесь верхний знак соот-



ветствует Е-ППП, а нижний – Н-ППП. Эти же уравнения получаются путем сшивания с учетом скачка магнитного поля. Для медленного Е-ППП нормированная проводимость должна быть малой и сильно реактивной. Для медленного Н-ППП нормированная проводимость должна быть большой и сильно реактивной. Обозначая $\xi_{\mp} = \xi'_{\mp} - i\xi''_{\mp}$, получаем:

$$k_x^{(e,h)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left[\sqrt{(1-\xi'_{\mp})^2 + (\xi''_{\mp})^2} + (1-\xi'_{\mp}) \right] / 2}. \quad (18)$$

Дифференцируя (18) по ω , находим обратную величину ГС. Получается достаточно громоздкое выражение. Численные результаты для Е-ППП в графеновой пленке без учета ПД (штриховые кривые) и с учетом (сплошные кривые) представлены на рис. 1. Для удобства все приведенные графические результаты построены так, что за положительное направление взято движение фазы. Тогда ОВ соответствуют области с отрицательными потерями. Видно, что в узком частотном диапазоне потери отрицательные, что означает наличие ОВ. В активной (накачанной) графеновой пленке реальная часть проводимости отрицательная (чему соответствует отрицательная ω_c), что похоже на ОВ. Однако структура поля при этом иная: энергия из пленки вытекает, тогда как для ОВ она втекает в пленку и диссипируется.

Для исследования ППП в металлических пленках важны три характерные частоты: плазменная, ω_p , частота поверхностного плазмонного резонанса $\omega_{ps} = \omega_p / \sqrt{\epsilon_L + 1}$, $\epsilon(\omega_{ps}) = -1$, и частота перехода ДП через нуль $\epsilon(\bar{\omega}) = 0$. При учете диссипации следует брать условия $\epsilon'(\omega_{ps}) = -1$ и $\epsilon'(\bar{\omega}) = 0$, откуда $\omega_{ps} = \sqrt{\omega_p^2 / (\epsilon_L + 1) - \omega_c^2}$, $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_p^2 / \epsilon_L - \omega_c^2}$ (здесь мы считаем в области плазмоники ϵ_L действительной величиной, не зависящей от частоты). Тонкую металлическую пленку с толщиной порядка нескольких нм приближенно можно считать 2D структурой. Согласно приведенному точному ДУ для k_{xe}^e в такой пленке Е-ППП с электрической стенкой ниже ω_{ps} идет практически без дисперсии почти со скоростью света. Без диссипации существенное замедление для него начинается немного ниже ω_{ps} и неограниченно растет при приближении к ω_{ps} . Немного выше ω_{ps} замедление растет с приближением частоты к ω_{ps} сверху. Нижняя ветвь соответствует прямому ППП, а верхняя – обратному. ГС по обо-

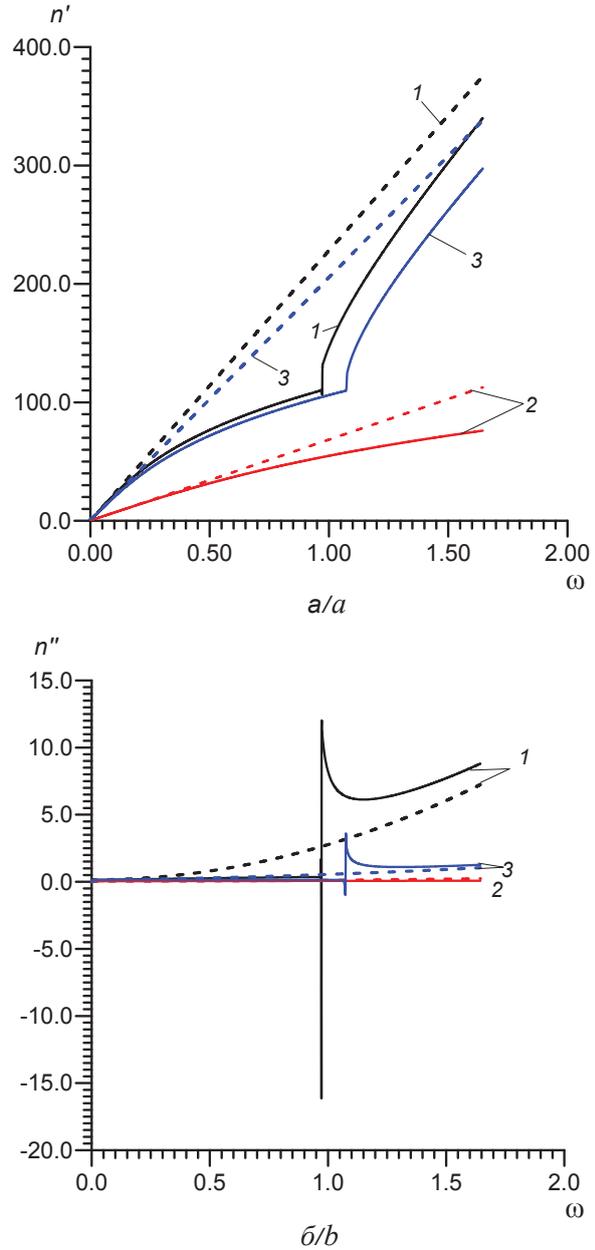


Рис. 1. Коэффициенты замедления n' (а) и потерь n'' (б) Е-ППП в графеновой пленке при $T = 300\text{K}$ в зависимости от круговой частоты: $\mu_c = 0.3 \text{ эВ}$, $\tilde{\epsilon} = 1$ (кривые 1); $\mu_c = 1 \text{ эВ}$, $\tilde{\epsilon} = 1$ (2); $\mu_c = 1 \text{ эВ}$, $\tilde{\epsilon} = 3 - 0.003i$ (3). Штриховые кривые – без учета пространственной дисперсии, сплошные кривые – с учетом

Fig. 1. Deceleration (a) and loss (b) coefficients for E-SP in the graphene film at $T=300\text{K}$, depending on the circular frequency (eV): $\mu_c = 0.3 \text{ eV}$, $\tilde{\epsilon} = 1$ (curves 1); $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $\tilde{\epsilon} = 1$ (curves 2); $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $\tilde{\epsilon} = 3 - 0.003i$ (curves 3). Dashed and solid curves show the results without and with taking into account the spatial dispersion, respectively

им ветвям стремиться к нулю сверху (для нижней ветви) и снизу (для верхней ветви) при $\omega \rightarrow \omega_{ps}$. Введение диссипации приводит к конечному



замедлению в точке ω_{ps} и слиянию в ней ветвей (рис. 2). Зависимость $\omega = \omega(k'_z)$ становится дифференцируемой, ГС в точке ω_{ps} обращается в бесконечность. Ниже нее она положительная, выше – отрицательная. Как показывают вычисления потерь, в обеих окрестностях затухание направлено вдоль движения фазы, т.е. ППП прямой. Обратным он становится существенно выше ω_{ps} . Хотя диссипация в структуре невелика, на частоте максимального замедления (расчет дает для нее значение чуть ниже ω_{ps}) имеем $k''_z \sim k'_z$, т.е. потери ППП максимальны. Качественно это соответствует области резонанса в дисперсии Лоренца (1). Для Е-ППП с магнитной стенкой частота максимального замедления существенно ниже ω_{ps} и примерно пропорциональна t (рис. 3). Штриховой линией на рис. 3 дана дисперсия поляритона Ценнека.

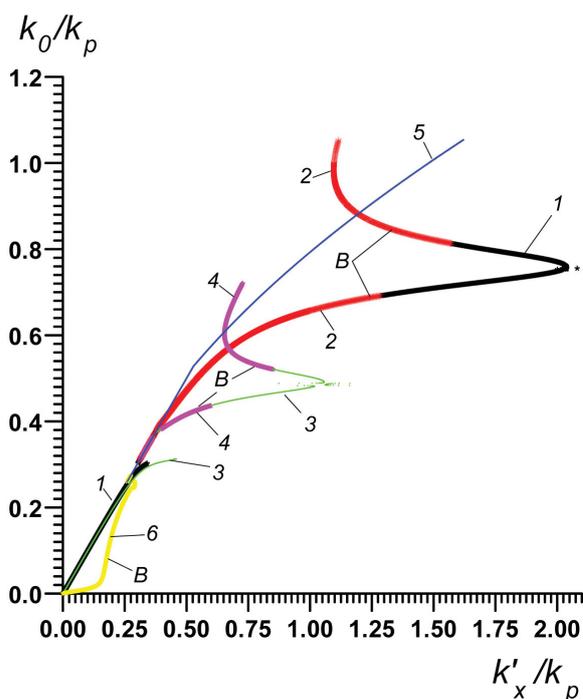


Рис. 2. Нормированные на $k_p = \omega_p / c$ прямые (кривые 1, 3, 5) и обратные (символ B, кривые 2, 4, 6) плазмон-поляритонные ветви для $\text{Re}(k'_{xe})$ (кривые 1, 2, 3, 4) и $\text{Re}(k'_{xh})$ (кривые 5, 6) плазмонов в слое 50 нм (1, 2), 100 нм (3, 4) и 10 нм (5, 6). Параметры металлического слоя: $\epsilon_L = 9 - 0.01i$, $\omega_p = 10^{16}$, $\omega_c = 10^{13}$ Гц

Fig. 2. Normalized on $k_p = \omega_p / c$ forward (curves 1, 3, 5) and backward (symbol B, curves 2, 4, 6) plasmon-polariton branches for $\text{Re}(k'_{xe})$ (curves 1, 2, 3, 4) and $\text{Re}(k'_{xh})$ (curves 5, 6) of the plasmons in the layer of 50 nm (1, 2), 100 nm (3, 4) and 10 nm (5, 6). The parameters of the metal layer: $\epsilon_L = 9 - 0.01i$, $\omega_p = 10^{16}$, $\omega_c = 10^{13}$ Hz

Согласно изложенному ДУ расположенной в вакууме плоскостойкой структуры имеет вид $k_x = k_0 \sqrt{1 - \rho_{in}^2}$ для Е-ППП и $k_x = k_0 \sqrt{1 - \rho_{in}^{-2}}$ для Н-ППП. Здесь $\rho_{in} = \rho'_{in} + i\rho''_{in}$ – входной импеданс структуры на данном типе волны. Для диссипативных структур $\rho'_{in} > 0$. Комплексный коэффициент замедления $n = n' - in'' = k_x / k_0$ для ППП играет роль показателя преломления при движении вдоль на поверхности. Следует заметить, что ρ_{in} зависит от k_x , поэтому ДУ следует решать итерационно. Пусть k_x – такое решение (неподвижная точка). Тогда следует, что ППП медленный, если $\rho'_{in} \ll |\rho''_{in}|$, т.е. импеданс сильно реактивный вне зависимости от того, индуктивный он или емкостной. Извлечение квадратного корня из комплексной величины $z = 1 - \rho_{in}^{\pm 2}$ показывает, что ППП прямой ($k'_x k''_x > 0$), если импеданс индуктивный, и обратный ($k'_x k''_x < 0$), если импеданс емкостной.

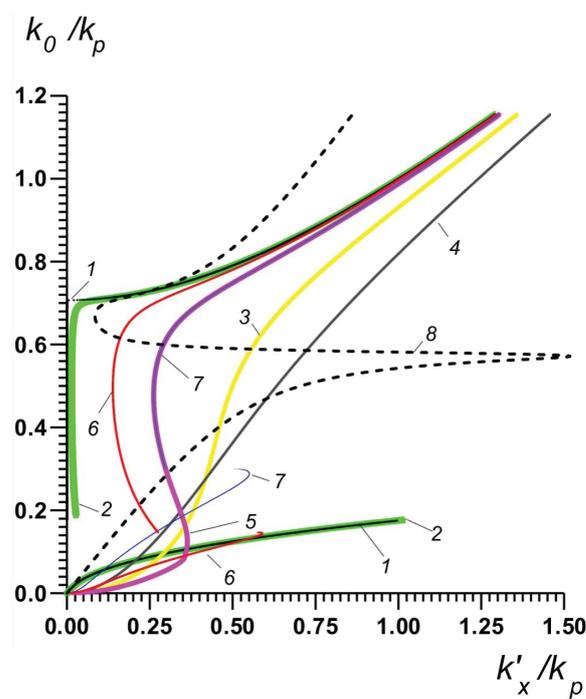


Рис. 3. Нормированная к плазмонному волновому числу k_p дисперсия $\text{Re}(k'_{xe})$ электрического плазмона для $\epsilon_L = 2$, $\omega_p = 10^{16}$ при: $t = 2$ нм (кривые 1–6); $t = 10$ нм (7); $t = \infty$ (8). Диссипация задана отношением ω_c / ω_p : 10^{-4} (кривая 1), 10^{-2} (2, 8), $5 \cdot 10^{-1}$ (3), 10^0 (4), $2 \cdot 10^{-1}$ (5, 7), 10^{-1} (6). Штриховая кривая 8 построена для $\epsilon_L = 2 - 0.01i$

Fig. 3. Normalized to the plasmon wave number k_p dispersion $\text{Re}(k'_{xe})$ of the surface electric plasmon for $\epsilon_L = 2$, $\omega_p = 10^{16}$ at: $t = 2$ nm (curves 1–6); $t = 10$ nm (7); $t = \infty$ (8). The dissipation is set as ω_c / ω_p : 10^{-4} (curve 1), 10^{-2} (2, 8), $5 \cdot 10^{-1}$ (3), 10^0 (4), $2 \cdot 10^{-1}$ (5, 7), 10^{-1} (6). Dashed curve 8 is plotted for $\epsilon_L = 2 - 0.01i$



Рассмотрим поверхностную проводимость одиночной металлической пленки $\sigma = \gamma t = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon(\omega) - 1)t$. В модели без диссипации эта проводимость индуктивная при $\omega < \bar{\omega}$ и емкостная при $\omega > \bar{\omega}$. В такой модели возможна ОВ, если $\varepsilon(\omega) > 1$, при этом волны не делятся на симметричные и антисимметричные. Приближение работает при толщинах и частотах, когда поле в пленке можно считать равномерным, т.е. при толщинах, меньших глубины проникновения. Внутри пленки поле вблизи резонанса изменяется по закону $\cosh(k_0 z \sqrt{n+1}/2)$, поэтому должно быть $k_0 t \sqrt{n+1} \ll 2$. При $t = 5$ нм и $\lambda = 500$ нм получаем оценку применимости 2D приближения $n \ll 1000$. В силу допущений ПП с электрической стенкой в пленке невозможен, а ПП с магнитной стенкой может быть обратным при $\omega > \bar{\omega}$, что подтверждает численное решение [8]. Реально для серебряной пленки заметное замедление Е-ППП с электрической стенкой возникает при толщинах порядка 50 нм и выше, тогда как Е-ППП с магнитной стенкой можно получать при толщинах 2 нм (получить сплошную пленку меньшей толщины технологически проблематично). Для магнитоплазموнов приближение в сантиметровом диапазоне работает при толщинах ~ 1 мкм.

На рис. 4 приведено моделирование Е-ППП в помещенной в диэлектрик серебряной пленке при $\omega_p = 1.8 \cdot 10^{16}$, $\omega_p = 4 \cdot 10^{13}$ Гц, $\varepsilon_L = 9$. В этом случае частоте $\bar{\omega}$ соответствует длина волны 314.159 нм. Эта длина волны приближено соответствует эксперименту, но на более длинных волнах точность формулы улучшается. Результаты, приведенные на рис. 4, а, указывают на то, что ГС принимает весь диапазон значений кроме малой окрестности нуля, при этом потери везде положительные (рис. 4, б), т.е. ОВ нет.

На рис. 5 приведено решение модельной задачи для Е-ППП вдоль металлической пленки с $t = 30$ нм, расположенной в диэлектрике, показывающие влияние частоты столкновений ω_c и ДП $\tilde{\varepsilon}$ на дисперсию. Использовано приближение поверхностного тока. ДУ имеет вид $k_x = k_0 \sqrt{\tilde{\varepsilon} - 4\tilde{\varepsilon}^2 / (\sigma Z_0)^2}$, где $\sigma Z_0 = ik_0 t (\varepsilon(\omega) - \tilde{\varepsilon})$. Максимальное замедление Е-ППП растет с уменьшением ω_c и $\tilde{\varepsilon}''$, а также при приближении $\tilde{\varepsilon}'$ к ε_L . Технологически тонкие пленки могут быть

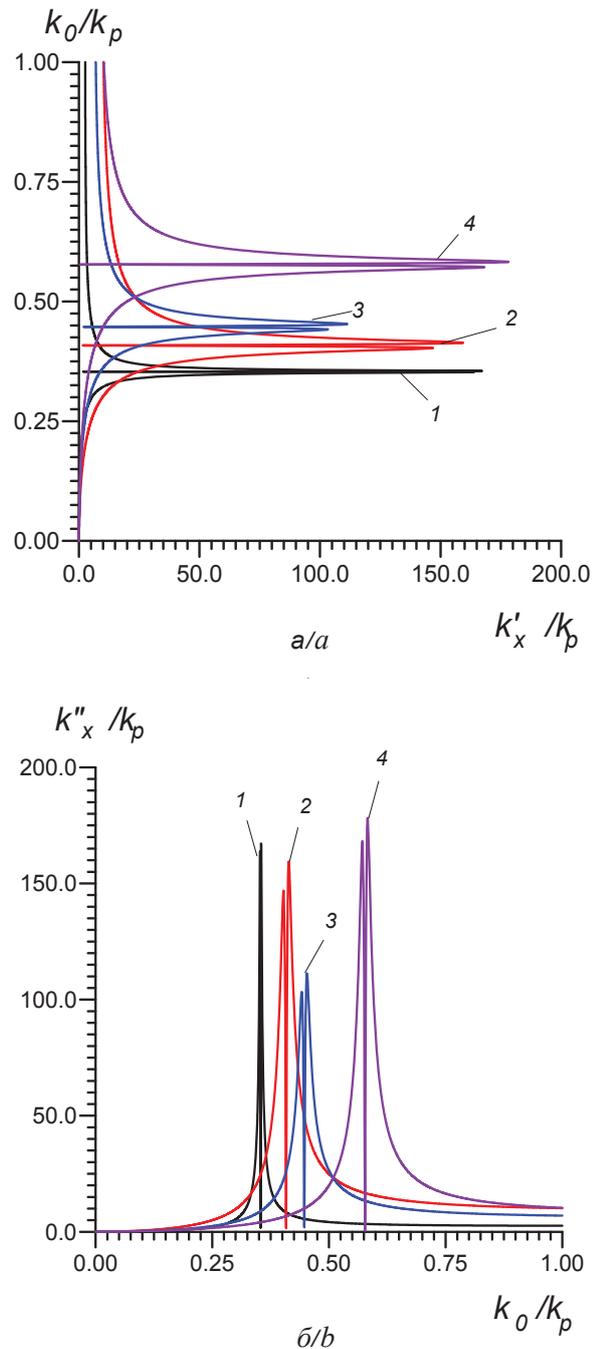


Рис. 4. Нормированные к плазменному волновому числу k_p дисперсия (а) и потери (б) Е-ПП в серебряной пленке: $t = 2$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 1$ (кривая 1); $t = 2$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 3 - 0.003i$ (2); $t = 5$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 4 - 0.004i$ (3); $t = 10$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 6 - 0.006i$ (4)

Fig. 4. Normalized to the plasma wave number k_p dispersion (a) and loss (b) for E-SP in the silver film: $t = 2$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 1$ (curve 1); $t = 2$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 3 - 0.003i$ (2); $t = 5$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 4 - 0.004i$ (3); $t = 10$ нм, $\tilde{\varepsilon} = 6 - 0.006i$ (4)

выполнены в диэлектрике (на границе двух диэлектрических слоев) или на диэлектрической подложке. Поэтому учет диэлектрических слоев и

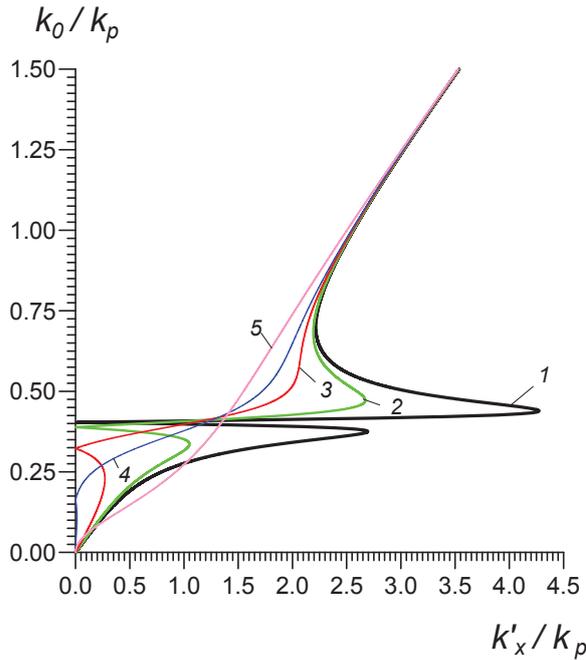


Рис. 5. Нормированная к плазменному волновому числу k_p дисперсия для Е-поляритона в расположенной в диэлектрике $\tilde{\epsilon} = 5$ тонкой металлической пленке при $\epsilon_L = 11$, $t = 30$ нм, $\omega_p = 10^{16}$ и разных частотах столкновений, Гц: $\omega_c = 10^{15}$ (кривая 1); $2 \cdot 10^{15}$ (2); $4 \cdot 10^{15}$ (3); $6 \cdot 10^{15}$ (4); $1.6 \cdot 10^{16}$ (5)

Fig. 5. Normalized to the plasma wave number k_p dispersion for E-polariton in a thin metal film, located in dielectric $\tilde{\epsilon} = 5$, with metal parameters $\epsilon_L = 11$, $t = 30$ nm, $\omega_p = 10^{16}$ and different collision frequencies (Hz): $\omega_c = 10^{15}$ (curve 1); $2 \cdot 10^{15}$ (2); $4 \cdot 10^{15}$ (3); $6 \cdot 10^{15}$ (4); $1.6 \cdot 10^{16}$ (5)

подложек необходим, что приводит к более сложным ДУ. Простые явные ДУ, позволяющие точно определять дисперсию и ГС, наиболее удобны для решения вопроса о том, связана ли отрицательная ГС с ОВ, поскольку последние определяются знаком σ'' . Для активной пленки ($\sigma' < 0$) волна вытекает. Для графена этому соответствует $\omega_c < 0$. Вытекающий Е-ППП обратный, если $\sigma'\sigma'' < 0$, т.е. для индуктивной проводимости пленки. В случае пленки на толстой диэлектрической подложке берем для нее модель диэлектрического полупространства с ДП $\tilde{\epsilon}$. Дисперсию ДП и диссипацию не учитываем. Тогда ДУ имеет вид $y_0^{(e,h)} = y_d^{(e,h)} + \sigma Z_0$. Если рассмотреть диэлектрическую пластину толщиной d с ДП $\tilde{\epsilon}$, обложенную с обеих сторон проводящими пленками, то получаем ДУ

$$y_0^{(e,h)} = [i \tan(k_{zd}d/2)]^{\pm 1} y_d^{(e,h)} + \sigma Z_0. \quad (19)$$

Верхний знак соответствует моде с магнитной стенкой, а нижний – с электрической, $k_{zd} = \sqrt{k_0^2 \tilde{\epsilon} - k_x^2}$, $y_d^e = k_0 \tilde{\epsilon} / k_{zd}$, $y_d^h = k_0 / k_{zd}$.

Рассмотрим случай очень медленного ПП $k'_x > k_0 \sqrt{\tilde{\epsilon}}$ при условии малой диссипации. Тогда $k_{zd} \approx -i|k_{zd}|$, $y_d^e \approx i|y_d^e|$, $y_d^h = i|y_d^h|$, $\tan(k_{zd}d/2) = -i \tanh(|k_{zd}|d/2)$, поэтому к проводимости пленки добавляется индуктивная проводимость в случае Е-ППП и Н-ППП. Более сильное увеличение индуктивной проводимости имеет место для моды с электрической стенкой, поскольку при малой толщине d и не очень больших замедлениях гиперболической тангенс мал. При $d \rightarrow \infty$ следует положить $i \tan(k_{zd}d/2) = 1$, и из (19) следует ДУ для пленки на полупространстве. При $d \rightarrow 0$ имеем $y_0^{(e,h)} = \sigma Z_0$. Это ДУ совпадает с ранее приведенным, если учесть, что полную проводимость такой двусторонней пленки следует удвоить. Рассмотрим пленку в центре диэлектрической пластины. Тогда возможен ПП только с магнитной стенкой, поскольку ПП вдоль идеально проводящей плоскости не существует. Для получения ДУ трансформируем половинную проводимость к границе с вакуумом:

$$y_{in}^{(e,h)} = y_d^{(e,h)} \frac{\sigma Z_0 / 2 + i \tan(k_{zd}d/2) y_d^{(e,h)}}{y_d^{(e,h)} + i \tan(k_{zd}d/2) \sigma Z_0 / 2}. \quad (20)$$

Тогда ДУ имеет вид $y_0^{(e,h)} = y_n^{(e,h)}$. Поскольку σ имеет действительную часть, изменение знака реактивной части в (20) возможно. Рассмотрим случай не очень медленного ПП: $k_0 < k'_x < k_0 \sqrt{\tilde{\epsilon}}$. Для него k_{zd} и проводимости $y_d^{(e,h)}$ почти действительные, поэтому для не очень толстой пластины в ПП с магнитной стенкой добавляется индуктивный импеданс, а в ПП с электрической стенкой – емкостной импеданс. В случае толстой подложки тангенс может менять знак и изменяться в широких пределах с изменением частоты, а поведение входной проводимости (21) и дисперсии ПП может быть сложной. Следует заметить, что при слабой диссипации в пластине тангенс не достигает бесконечных значений, но может быть большим по модулю.

6. Обратные поляритоны и отрицательная рефракция на поверхности

Возможность существования обратных ППП и простой способ управления их дисперсией по-



зволяет реализовывать двумерную отрицательную рефракцию без достижения условий «одно-временной отрицательности» ДП и МП и вообще в структурах только с диэлектрическими или только с магнитными свойствами [28, 40]. Классификация волн по ГС, особенно в запрещенных областях, может приводить к таким ошибкам, как наличие в спектре обратных «диссипативных» волн [41]. Если имеется импедансная поверхность с индуктивным входным импедансом на данном типе волны, то преобразовать ее импеданс к емкостному можно путем нанесения прозрачного четвертьволнового слоя. Этот четвертьволновой слой должен быть рассчитан относительно компоненты $k_z = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_l \mu_l - k_x^2}$, и если ППП медленный, то должно быть $\varepsilon_l \mu_l' > n'^2$. Управлять импедансом слоя можно, создавая в нем мелкие двумерно-периодические структуры с периодами, существенно меньшими длины волны, например, выполняя отверстия в пленке. В этом случае импеданс тензорный, следует использовать гибридный подход, и ДУ усложняются. В резонансной области такая пленка есть 2D ФК, так как отрицательная рефракция в ней осуществляется естественным образом. Рефракция зависит от того, под каким углом падает ПП на границу пленки и от структуры поверхности ее изочастот $\omega(k_x, k_y) = \text{const}$. Перспективно использовать тонкие замагниченные металлические, полупроводниковые и ферритовые пленки, управляемые магнитным полем. Таким образом, выполняя на поверхности двумерную металлинзу, поддерживающую обратные ППП, можно управлять ППП, в частности осуществлять их фокусировку. Хотя имеется ряд работ по металлинзам и метаповерхностям, где моделирование осуществлено на основе пакетов программ, строгие их модели до сих пор не получены.

Заключение

Для диссипативных структур рассмотрены свойства ГС, прямые и обратные ППП, отрицательная рефракция, а также связь указанных явлений. Показано, что ГС может быть любой, в том числе бесконечной, и менять знак путем перехода через бесконечность. Смена знака ГС путем перехода через ноль не наблюдается. Смена знака ГС не означает переход от прямых ППП к обратным ППП. ОВ могут соответствовать как участки с аномальной отрицательной дисперсией, так и с

нормальной дисперсией, так же как и для прямых волн. Поэтому даже в слабо диссипативных средах и структурах ГС не следует использовать для классификации волн.

Основным результатом работы являются полученные ДУ и их численные решения, условия существования прямых и обратных поляритонов, а также медленных и быстрых поляритонов. Тип поляритона определяется знаком реактивной части входного импеданса для данного типа волны. Положительный знак (индуктивность) соответствует прямому ППП, а отрицательный (емкость) – обратному ППП. Замедление определяется отношением реактивной и активной частей импеданса. Наличие участка с ОВ или отрицательной рефракцией позволяет реализовывать управление плазмоном, в частности осуществлять его фокусировку. При этом отрицательная рефракция не обязательно возникает при наличии ОВ.

В случае $k_x' \approx k_0$ потери малы, и частоту смены знака k_x'' бывает сложно определить численно достаточно точно. В этом случае для идентификации быстрой ОВ следует использовать усредненную величину $\langle S_x \rangle$. Е-поляритон с электрической стенкой в тонкой металлической пленке имеет компоненту вектора Герца $\Pi_x^- = A \sin(k_z z) \exp(-ik_x x)$ внутри пленки и $\Pi_x^+ = B \exp(-ik_{0z}|z|) \exp(-ik_x x)$ в вакууме. В силу непрерывности $A \sin(k_z t/2) = B \exp(-ik_{0z} t/2)$. Для медленного ППП $k_{0z} = -i\sqrt{k_x^2 - k_0^2}$. Имеем

$$S_x^- = -\text{Re}(E_z H_y^*)/2 =$$

$$= k_0 \text{Re}(\varepsilon^* k_x) |k_z|^2 \cdot |A \cos(k_z z)|^2 \exp(-2k_x'' x)/(4Z_0).$$

Знак определяет величина $\varepsilon' k_x' + \varepsilon'' k_x''$. Если $k_x'' = 0$, то знак отрицательный при $\varepsilon' < 0$. Однако если $\varepsilon' < 0$, то поток в пленке (и в структуре) положительный при $k_x'' > -\varepsilon' k_x' / \varepsilon''$. Если же $\varepsilon' > 0$, то поляритон обратный, а поток отрицательный при $k_x'' < -\varepsilon' k_x' / \varepsilon''$. В вакууме $\varepsilon = 1$, поэтому поток в нем всегда положительный (в сторону движения фазы).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10033).



Список литературы

1. *Economou E. N.* Surface Plasmons in Thin Films // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 182, № 2. P. 539–554. DOI: 10.1103/PhysRev.182.539
2. *Tournoisa P., Laude V.* Negative group velocities in metal-film optical waveguides // *Optics Communications.* 1997. Vol. 137. P. 41–45.
3. *Liu Y. M., Pile D. F. P., Liu Z., Wu D., Sun C., Zhang X.* Negative group velocity of surface plasmons on thin metallic films // *Proc. SPIE.* 2006. Vol. 6323. P. 63231M(1–9). DOI: 10.1117/12.681492
4. *Федянин Д. Ю., Арсенин А. В., Лейман В. Г., Гладун А. Д.* Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам // *Квантовая электроника.* 2009. Т. 39, № 8. P. 745–760. DOI: 10.1070/QE2009v039n08ABEH014072
5. *Зуев В. С., Зуева Г. Я.* Очень медленные поверхностные плазмоны: теория и практика // *Оптика и спектроскопия.* 2008. Т. 105. С. 852–859. DOI: 10.1134/S0030400X09100166
6. *Tao J., Wang Q. J., Zhang J., Luo Y.* Reverse surface-polariton cherenkov radiation // *Scientific Reports.* 2016. Vol. 6. P. 30704(1–6). DOI: 10.1038/srep30704
7. *Fedyanin D. Yu., Arsenin A. V., Leiman V. G., Gladun A. D.* Backward waves in planar insulator-metal-insulator waveguide structures // *J. Opt.* 2010. Vol. 12, no. 1. P. 015002(1–7). DOI: 10.1088/2040-8978/12/1/1105002
8. *Давидович М. В.* Плазмоны в многослойных плоскостных структурах // *Квантовая электроника.* 2017. Т. 47, № 6. С. 567–579. DOI: 10.1070/QEL16272
9. *Давидович М. В.* Максимальное замедление и отрицательная дисперсия плазмонов вдоль металлического слоя // *ПЖЭТФ.* 2017. Т. 43, № 22. С. 55–62. DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45261.16629
10. *Давидович М. В., Мецанов В. П.* Дисперсия поверхностных плазмонов на метаповерхностях : метод тензорных функций Грина // *Антенны.* 2017. № 8(240). С. 3–16.
11. *Давидович М. В.* Об условии перехода быстрой поверхностной волны в медленную // *Радиотехника и электроника.* 2018. Т. 63, № 6. С. 499–506.
12. *Mikhailov S. A., Ziegler K.* New electromagnetic mode in graphene // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99, no. 1. P. 016803(1–4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.016803
13. *Hanson G. W.* Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103. P. 064302(1–8). DOI: 10.1063/1.2891452
14. *Давидович М. В., Бушуев Н. А.* О возможности создания электронно-вакуумных усилителей на поверхностных плазмонах // II Всероссийская объединенная научная конференции «Проблемы СВЧ электроники» : сб. тр. М. : ООО «Медиа Паблшер», 2015. С. 113–117.
15. *Морозов М. Ю., Моисеенко И. М., Попов В. В.* Усиление плазменных волн в экранированном активном графене // *Письма в ЖТФ.* 2016. Т. 42, № 1 С. 80–86. DOI: 10.1134/S1063785016010144
16. *Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S.* Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // *Phys. Rev.* 2012. Vol. B 86. P. 195437(1–6). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.195437
17. *Аненков В. В., Шевченко В. В.* Основные моды не-симметричного планарного волновода из метаматериала // *Радиотехника и электроника.* 2011. Т. 56, № 10. С. 1194–1200. DOI: 10.1134/S1064226911100020
18. *Давидович М. В.* Гиперболическая среда из проволочек конечной длины // *ЖЭТФ.* 2018. Т. 154, вып. 1 (7). С. 5–25. DOI: 10.7868/S0044451018070015
19. *Давидович М. В.* Диамагнетизм и парамагнетизм метаматериала из колец с током // *ПЖЭТФ.* 2018. Т. 108, № 5. С. 228–233. DOI: 10.1134/S0370274X18170010
20. *Ахизер А. И., Ахизер И. А.* Электромагнетизм и электромагнитные волны. М. : Высш. шк., 1985. 504 с.
21. *Давидович М. В.* Прохождение сигналов через фильтр с поглощением и отрицательное время задержки // *ЖТФ.* 2012. Т. 82, вып. 3. С. 15–22. DOI: 10.1134/S1063784212030048
22. *Рытов С. М.* Некоторые теоремы о групповой скорости электромагнитных волн // *ЖЭТФ.* 1947. Т. 17. С. 930–936.
23. *Schulz-DuBois E. O.* Energy transport velocity of electromagnetic propagation in dispersive media // *Proc. IEEE.* 1969. Vol. 57, № 10. P. 1748–1757.
24. *Белов П. А., Симовский К. Р., Третьяков С. А.* Обратные волны и отрицательная рефракция в фотонных (электромагнитных) кристаллах // *Радиотехника и электроника.* 2004. Т. 49, № 11. С. 1285–1294.
25. *Агранович В. М.* Отрицательное преломление в оптическом диапазоне и нелинейное распространение волн // *УФН.* 2004. Т. 174, вып. 6. С. 683–684 DOI: 10.3367/UFNr.0174.200406i.0683
26. *Агранович В. М., Гартштейн Ю. Н.* Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // *УФН.* 2006. Т. 176, вып. 10. С. 1051–1068. DOI: 10.3367/UFNr.0176.200610c.1051
27. *Раутиан С. Г.* Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью // *УФН.* 2008. Т. 178, вып. 10. С. 1017–1024. DOI: 10.3367/UFNr.0178.200810a.1017
28. *Симовский К. Р.* О материальных параметрах метаматериалов (Обзор) // *Оптика и спектроскопия.* 2009. Т. 107, № 5. С. 766–793. DOI: 10.1134/S0030400X09110101
29. *Макаров В. П., Рухадзе А. А.* Электромагнитные волны с отрицательной групповой скоростью и тензор энергии-импульса // *УФН.* 2011. Т. 181, вып. 12. С. 1357–1368. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201112n.1357
30. *Давидович М. В.* Законы сохранения и плотности энергии и импульса электромагнитного поля в диспергирующей среде. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2012. 112 с.
31. *Давидович М. В.* Втекающие и вытекающие несобственные моды – анализ диссипативных дисперсионных уравнений и волна Ценнека. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2014. 104 с.



32. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
33. Давидович М. В. Почему не может быть использован отрицательный показатель преломления // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 1. С. 42–47.
34. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики: в 10 т. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. Изд. 2-е. М.: Наука, 1982. 624 с.
35. Лагарьков А. Н., Кисель В. Н., Сарычев А. К., Семенов В. Н. Электрофизика и электродинамика метаматериалов // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48, № 6. С. 1031–1048. DOI: 10.1134/S0018151X10060258
36. Давидович М. В. Анализ структур фотоники и наноплазмоники методом интегральных уравнений // Наукоемкие технологии. 2016. Т. 17, № 5. С. 8–18.
37. Вендик И. Б., Вендик О. Г., Гашинова М. С. Искусственная диэлектрическая среда, обладающая одновременно отрицательной диэлектрической и отрицательной магнитной проницаемостями // ПЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 10. С. 30–39. DOI: 10.1134/2FS106378500605018X
38. Давидович М. В. Анализ плазмонов и гомогенизация в плоскостойких фотонных кристаллах и гиперболических метаматериалах // ЖЭТФ. 2016. Т. 160, вып. 6. С. 1069–1083. DOI: 10.7868/S0044451016120026
39. Lovat G., Hanson G. W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene // Phys. Rev. 2013. Vol. B 87. P. 115429(1–11). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429
40. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Прямые и обратные неколлинеарные волны в магнитных пленках // УФН. 2006. Т. 176, вып. 5. С. 557–562. DOI: 10.3367/UFN.0176.200605i.0557
41. Келлер Ю. И., Макаров П. А., Шавров В. Г., Щеголов В. И. Поверхностные магнитостатические волны в пластине феррита с диссипацией. Ч. 1, 2 // Журнал радиоэлектроники: электрон. журн. 2016. № 2, 3. URL: <http://jre.cplire.ru/mac/feb16/2/text.html>; <http://jre.cplire.ru/jre/mar16/1/text.html> (дата обращения: 14.04.2019).

Образец для цитирования:

Давидович М. В. Отрицательные дисперсия, рефракция и обратные поляритоны: импедансный подход // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 95–112. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-95-112>

Negative Dispersion, Refraction and Backward Polaritons: Impedance Approach

M. V. Davidovich

Michael V. Davidovich, <https://orcid.org/0000-0001-8706-8523>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, DavidovichMV@info.sgu.ru

Background and Objectives: The dispersion equations of surface plasmon-polaritons are derived for the general case of layered dissipative structures. The waves are classified as gliding with energy flow into structure from vacuum and leakage ones. The dispersion equations and conditions for the existence of slow and fast gliding and leaky waves, as well as forward and backward waves are considered. It is shown that for improper gliding and leakage monochromatic waves (in particular, for the Zenneck wave), the group velocity does not match the rate of energy transfer, especially in the bands of resonances, bandgaps and bands of strong spatial dispersion. We demonstrate the convenience of the impedance approach to the tasks. **Results:** The general form of the dispersion equation for polaritons in the multilayered structures, including thin 2D films, are obtained. The main results of the paper consist in the derived dispersion equations and their numerical solution, the conditions for the existence of forward and backward polaritons and slow or fast polaritons. The type of polariton is determined by the sign of the reactive part of the input impedance for this type of wave. The positive (inductive) one corresponds to a forward polariton and the negative (capacitive) one – to a backward polariton. The slowdown is determined by the ratio of reactive and active parts of the input impedance.

A slow surface plasmon occurs when the input impedance is highly reactive. The presence of spot with a backward wave and negative refraction allows us to implement control of plasmons, in particular, to carry out its focusing. The negative refraction does not necessarily occur in the presence of a backward wave.

Keywords: negative group velocity, negative refraction, plasmon, backward wave, gliding wave, leakage wave, frequency dispersion, spatial dispersion, graphene.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 16-19-10033).

References

1. Economou E. N. Surface Plasmons in Thin Films. *Phys. Rev.*, 1969, vol. 182, no. 2, pp. 539–545. DOI: 10.1103/PhysRev.182.539
2. Tournoisa P., Laude V. Negative group velocities in metal-film optical waveguides. *Optics Communications*, 1997, vol. 137, pp. 41–45.
3. Liu Y. M., Pile D. F. P., Liu Z., Wu D., Sun C., Zhang X. Negative group velocity of surface plasmons on thin metallic films. *Proc. SPIE*, 2006, vol. 6323, pp. 63231M(1–9). DOI: 10.1117/12.681492
4. Fedyanin D. Yu., Arsenin A. V., Leiman V. G., Gladun A. D. Surface plasmon-polaritons with negative and zero group velocities propagating in thin metal films. *Quantum Electronics*, 2009, vol. 39, no. 8, pp. 745–750. DOI: 10.1070/QE2009V039N08ABEH014072



5. Zuev V. S., Zueva G. Ya. Very slow surface plasmons: Theory and practice (Review). *Optics and Spectroscopy*, 2008, vol. 107, no. 4, pp. 614–628. DOI: 10.1134/S0030400X09100166
6. Fedyanin D. Yu., Arsenin A. V., Leiman V. G., Gladun A. D. Backward waves in planar insulator-metal-insulator waveguide structures. *J. Opt.*, 2010, vol. 12, pp. 015002(1–7). DOI:10.1088/2040-8978/12/1/015002
7. Tao J., Wang Q. J., Zhang J., Luo Y. Reverse surface-polariton cherenkov radiation, *Scientific Reports*, 2016, vol. 6, pp. 30704(1–6). DOI: 10.1038/srep30704
8. Davidovich M. V. Plasmons in multilayered plan-layered structures. *Quantum Electronics*, 2017, vol. 47, no. 6, pp. 567–579. DOI: 10.1070/QEL16272
9. Davidovich M. V. Maximum deceleration and negative dispersion of plasmons along a metal layer. *Technical Physics Letters*, 2017, vol. 43, no. 11, pp. 1023–1026. DOI: 10.1134/S1063785017110207
10. Davidovich M. V., Meshchanov V. P. Dispersion of surface plasmons on metasurfaces: the method of tensor Green's functions. *Antenny [Antennas]*, 2017, no. 8 (240), pp. 3–16 (in Russian).
11. Davidovich M. V. On the Condition for Transformation of a Fast Surface Wave into a Slow Surface Wave. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2018, vol. 63, no. 6, pp. 497–504. DOI: 10.1134/S106422691806005
12. Mikhailov S. A., Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 99, no. 1, pp. 016803(1–4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.016803
13. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *J. Appl. Phys.*, 2008, vol. 103, pp. 064302(8). DOI: 10.1063/1.289145
14. Davidovich M. V., Bushuev N. A. On the possibility of creation of vacuum electronic amplifiers on the surface plasmons. *II vserossiyskaya ob"edinennoj nauchnoj konferenciya "Problemy SVCH ehlektroniki" [II All-Russian United scientific conference "Problems of microwave electronics"]*. Moscow, OOO Media Publ., 2015, pp. 113–117 (in Russian).
15. Morozov M. Yu., Moiseenko I. M., Popov V. V. Amplification of plasma waves in shielded active graphene. *Tech. Phys. Lett.*, 2016, vol. 42, no. 1, pp. 40–42. DOI: 10.1134/S1063785016010144
16. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. *Phys. Rev.*, 2012, vol. B86, pp. 195437(1–6). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.195437
17. Anenkov V. V., Shevchenko V. V. Fundamental Modes of a Nonsymmetric Waveguide from Metamaterial. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2011, vol. 56, no. 2, pp. 115–124. DOI: 10.1134/S1064226911100020
18. Davidovich M. V. Hyperbolic Medium of Finite-Length Wires. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2018, vol. 127, no. 1, pp. 1–19. DOI: 10.1134/S1063776118070178
19. Davidovich M. V. Diamagnetism and paramagnetism of the metamaterial of the rings with the current. *JETP Lett.*, 2018, vol. 108, no. 5, pp. 228–233. DOI: 10.1134/S0370274X18170010
20. Ahiezer A. I., Ahiezer I. A. *Electromagnetics and electromagnetic waves*. Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1985. 504 p. (in Russian).
21. Davidovich M. V. Propagation of signals through a dissipative filter and the negative time delay. *Technical Physics*, 2012, vol. 57, no. 3, pp. 15–22. DOI: 10.1134/S1063784212030048
22. Rytov S. M. Some theorems on group velocity electromagnetic waves. *J. Exp. Theor. Phys.*, 1947, vol. 17, pp. 930–936.
23. Schulz-DuBois E. O. Energy transport velocity of electromagnetic propagation in dispersive media. *Proc. IEEE*, 1969, vol. 57, no. 10, pp. 1748–1757.
24. Belov P. A., Simovsky C. R., Tretyakov S. A. Backward waves and negative refraction in photonic (electromagnetic) crystals. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2004, vol. 49, no. 11, pp. 1285–1294 (in Russian).
25. Agranovich V. M. Negative refraction in the optical range and nonlinear wave propagation. *Physics-Uspeski*, 2004, vol. 174, no. 6, pp. 683–684. DOI: 10.3367/UFNr.0174.200406.i.0683
26. Agranovich V. M., Gartstein Yu. N. Spatial dispersion and negative refraction of light. *Physics-Uspeski*, 2006, vol. 176, no. 10, pp. 1051–1068. DOI: 10.3367/UFNr.0176.200610.c.1051
27. Rautian S. G. Reflection and refraction at the boundary of a medium with negative group velocity. *Physics-Uspeski*, 2008, vol. 178, no. 10, pp. 1017–1024. DOI: 10.3367/UFNr.0178.200810.a.1017
28. Simovsky K. R. On material parameters of metamaterials (a Review). *Optics and Spectroscopy*, 2009, vol. 107, no. 5, pp. 766–793. DOI: 10.1134/S0030400X09110101
29. Makarov V. P., Rukhadze A. A. Electromagnetic waves with negative group velocity and the tensor of energy-momentum. *Physics-Uspeski*, 2011, vol. 181, iss. 12, pp. 1357–1368. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201112n.1357
30. Davidovich M. V. *Zakony sohraneniya i plotnosti energii i impul'sa elektromagnitnogo polya v dispergiruyushchej srede [The laws of conservation and density of energy and momentum of the electromagnetic field in a dispersing medium]*. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 2012. 112 p. (in Russian).
31. Davidovich M. V. *Vtekeyushchie i vytekeyushchie nesobstvennyye mody – analiz dissipativnykh dispersionnykh uravnenij i volna Cenneka [Gliding and leakage improper waves – the analysis of dissipative dispersive equations and Zenneck wave]*. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 2014. 104 p. (in Russian).
32. Vainstein L. A. *Elektromagnitnye volny [Electromagnetic waves]*. Moscow, Radio i svyaz' Publ., 1988. 440 p. (in Russian).



33. Davidovich M. V. Why can't a negative refractive index be used. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2011, vol. 11, iss. 1, pp. 42–47 (in Russian).
34. Landau L. D., Lifshits E. M. *Course of Theoretical Physics in 10 volumes. Vol. 8. Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press, 1960. 460 p.
35. Lagarkov A. N., Kisel V. N., Sarychev A. K., Semenenko V. N. Electrophysics and electrodynamics of metamaterials. *Thermophysics of High Temperatures*, 2010, vol. 48, no. 6, pp. 983–999. DOI: 10.1134/S0018151X10060258
36. Davidovich M. V. Analysis of Photonics and nanoplasmonics structures by the method of integral equations. *Naukooemkie Tekhnologii*, 2016, vol. 17, no. 5, pp. 8–18 (in Russian).
37. Vendik I. B., Vendik O. G., Gashinova M. S. Artificial dielectric medium possessing simultaneously negative permittivity and negative magnetic permeability. *Tech. Phys. Lett.*, 2006, vol. 32, iss. 5, pp. 429–433. DOI: 10.1134/S106378500605018X
38. Davidovich M. V. Analysis of plasmons and plane-homogenization in photonic crystals and hyperbolic metamaterials. *J. Exp. Theor. Phys.*, 2016, vol. 160, iss. 6, pp. 928–941. DOI: 10.1134/S106377611611025X
39. Lovat G., Hanson G. W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene. *Phys. Rev.*, 2013, vol. B 87, pp. 115429(11). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429
40. Vaskovsky V. A., Locke E. G. Forward and backward noncollinear waves in magnetic films. *Physics-Uspeski*, 2006, vol. 176, iss. 5, pp. 557–562. DOI: 10.3367/UFNr.0176.I.200605.0557
41. Keller Yu. I., Makarov P. A., Shatrov V. G., Shcheglov V. I. Surface magnetostatic waves in the ferrite plate with dissipation. Part 1, 2. *Journal of Radioelectronics*, 2016, no. 2, 3. Available at: <http://jre.cplire.ru/mac/feb16/2/text.html>; <http://jre.cplire.ru/jre/mar16/1/text.html> (accessed 14 April 2019) (in Russian).

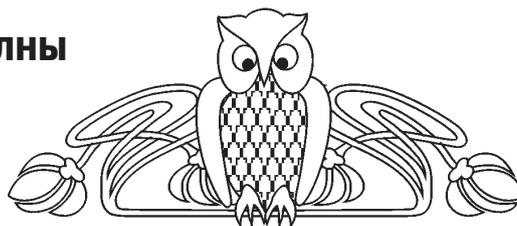
Cite this article as:

Davidovich M. V. Negative Dispersion, Refraction and Backward Polaritons: Impedance Approach. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 95–112 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-95-112>



УДК 621.385.6

Моделирование лампы бегущей волны суб-ТГц диапазона с многолучевым ленточным электронным пучком



А. Э. Плоских, Н. М. Рыскин

Плоских Андрей Эдуардович, студент факультета нелинейных процессов, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, andreyploskih@gmail.com.

Рыскин Никита Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией микро- и нанoeлектроники, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН (ИРЭ РАН); заведующий кафедрой динамических систем на базе Саратовского филиала ИРЭ РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, RyskinNM@info.sgu.ru

Миниатюрные лампы бегущей волны (ЛБВ) субтерагерцевого диапазона с пространственно-развитыми электронными потоками (ЭП) и замедляющими системами (ЗС) являются предметом активных исследований. В частности, привлекли большое внимание ЛБВ с ленточным ЭП и ЗС типа сдвоенной гребенки. В данной работе рассматривается ЛБВ с ЭП, состоящим из трех лучей эллиптической формы, что делает возможным дальнейшее увеличение поперечного сечения и снижение плотности тока. Пучок взаимодействует с высшей модой ЗС, имеющей три вариации поля вдоль поперечной координаты. Рассчитаны дисперсионные характеристики ЗС диапазона 0.22 ТГц, а также проведено моделирование режимов усиления малого и большого сигнала при токе пучка 100 мА и напряжении около 20 кВ. Определены параметры, при которых выходная мощность достигает 40 Вт в полосе частот 210–250 ГГц.

Ключевые слова: терагерцевый диапазон, лампа бегущей волны, многолучевой электронный пучок, замедляющая система, компьютерное моделирование.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-113-121>

Введение

Освоение короткой части миллиметрового и субмиллиметрового (терагерцевого) диапазона является одной из важнейших проблем современной электроники. Для многих приложений, таких как высокоскоростные системы беспроводной передачи данных, спектроскопия высокого разрешения, диагностика плазмы и т.д., требуются источники суб-ТГц диапазона (0.1–0.3 ТГц) с мощностью 10–100 Вт [1–4]. Миниатюризация приборов приводит к увеличению рабочей плотности тока до чрезвычайно высоких значений, достигающих 500 А/см² и выше. Для снижения плотности тока целесообразно использовать

пространственно-развитые замедляющие системы (ЗС) и электронные пучки (ЭП) с большой площадью поперечного сечения, в частности ленточные [5–11] или многолучевые [12–16]. В лампе бегущей волны (ЛБВ) с ленточным ЭП недавно был достигнут уровень мощности свыше 50 Вт в диапазоне 0.22 ТГц [10].

В течение ряда лет нами проводятся исследования, направленные на создание ЛБВ диапазона 0.22 ТГц с ленточным ЭП и ЗС в виде двух гребенок, сдвинутых друг относительно друга на половину периода [17–19]. Данный частотный диапазон соответствует одному из «окон прозрачности» атмосферы. Расчеты усиления показывают, что при токе пучка 0.1 А и напряжении около 20 кВ выходная мощность может составлять 60–80 Вт в режиме насыщения. Была разработана электронная пушка с катодом, погруженным в магнитное поле, которая формирует прямолинейный ленточный ЭП сечением 0.1×0.75 мм и с плотностью тока до 120 А/см² [18]. Однако такой катод может работать только в импульсном режиме с высокой скважностью. Также для фокусировки пучка требуется очень высокое магнитное поле $B_0=1.12$ Тл.

Одним из способов снижения нагрузки на катод и фокусирующего магнитного поля является использование многолучевого ленточного ЭП. В работе [20] была разработана электронно-оптическая система (ЭОС), формирующая ЭП, состоящий из трех лучей эллиптической формы. Ток каждого луча составлял 30 мА при полном токе около 90 мА. Последующие исследования показали возможность увеличения тока одного луча до 70 мА (полный ток 210 мА) за счет повышения температуры катода [21]. Токпрохождение в канале ЗС длиной 25 мм составило свыше 60% при фокусировке однородным магнитным полем с напряженностью 0.55 Тл. Дальнейшим развитием этой системы является ЭОС с компрессией пучка [22]. Отметим, что фокусировка ленточного пучка представляет значительные трудности ввиду его вращения, которое возникает за счет диокотронной неустойчивости (см.,



например, [23, 24]). Для эллиптического пучка этот эффект выражен в меньшей степени [22].

В настоящей работе изложены результаты расчетов характеристик ЛБВ с ЭОС такого типа.

Характеристики замедляющей системы

Схема ЗС типа сдвоенной гребенки приведена на рис. 1. Предполагается, что с боков структура закрыта металлическими стенками, которые на рисунке не показаны. В работах [17–19] рассматривался ленточный однолучевой ЭП, взаимодействующий с основной поперечной модой, для которой рабочая компонента поля синхронной пространственной гармоники E_z зависит от поперечной координаты y как $E_z \sim \sin(\pi y/b)$ [17]. В то же время пучок, состоящий из n лучей, должен взаимодействовать

с высшей поперечной модой, имеющей соответствующее число вариаций поля вдоль оси y , $E_z \sim \sin(\pi n y/b)$, поскольку коэффициент связи с этой модой максимален [12].

На рис. 2 представлены схематические изображения поперечного сечения ЛБВ с однолучевым пучком, взаимодействующим с основной поперечной модой, и с трехлучевым пучком, взаимодействующим с третьей поперечной модой. Взаимодействие традиционно характеризуется сопротивлением связи

$$K = \frac{|E_z|^2}{2\beta^2 P},$$

где β – постоянная распространения, P – поток мощности [4, 25, 26]. Считая, что высокочастотное (ВЧ) поле, действующее на каждый из пучков, одинаково, имеем, что сопротивление связи

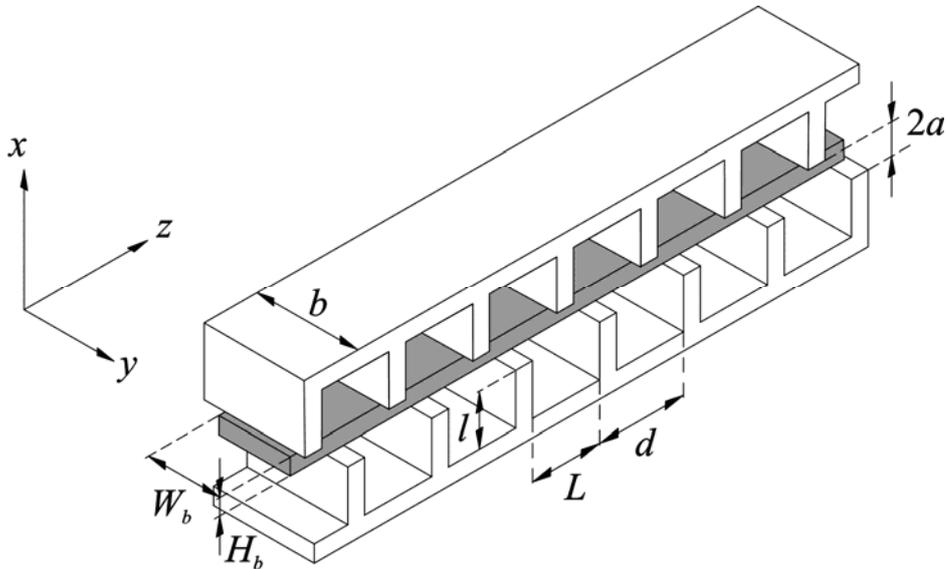


Рис. 1. Схема ЗС типа сдвоенной гребенки с ленточным электронным пучком [17]

Fig. 1. Scheme of the dual-grating SWS with a sheet electron beam [17]

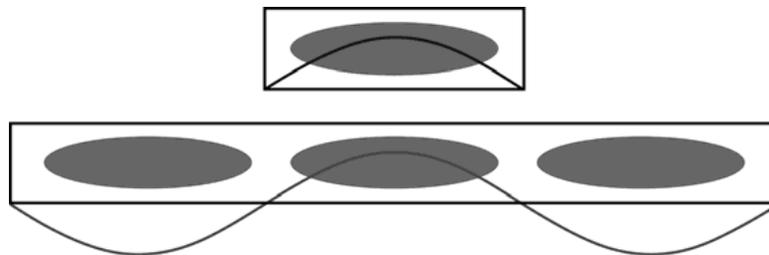


Рис. 2. Схематическое изображение поперечного сечения ЛБВ с однолучевым пучком, взаимодействующим с основной поперечной модой, и с трехлучевым пучком, взаимодействующим с третьей поперечной модой

Fig. 2. Schematic view of the cross section of a TWT with a single interacting with the fundamental transverse mode and with three beams interacting with the third transverse mode



во втором случае в три раза меньше. Однако, если плотности тока также одинаковы, то будет одинаковым и параметр усиления Пирса

$$C = \sqrt[3]{\frac{KI_0}{4V_0}},$$

где I_0 и V_0 – ток и напряжение пучка соответственно. Таким образом, однолучевая и трехлучевая конструкции должны характеризоваться одинаковым коэффициентом усиления, но в последнем случае постоянная мощность пучка $P_0 = I_0V_0$ будет в три раза больше, что позволяет рассчитывать, что выходная мощность также будет больше.

Было проведено проектирование ЗС для ЛБВ с трехлучевым ЭП. Размеры ЗС приведены в таблице.

Геометрические размеры ЗС, в мкм
Geometric dimensions of the SWS (in microns)

Параметр / Parameter	Значение / Value
Период / Period of the structure, d	500
Ширина резонатора / Resonator width, L	400
Толщина штыря / Vane thickness, s	100
Высота штыря / Vane height, l	300
Высота канала / Beam tunnel height, $2a$	150
Ширина канала / Width of the structure, b	2400

На рис. 3 приведены дисперсионные характеристики основной ($n = 1$) и высшей ($n = 3$)

поперечных мод – зависимости частоты f от фазового сдвига на период структуры φ . Расчеты были проведены с помощью хорошо зарекомендовавшего себя численного алгоритма, основанного на методе интегрального уравнения, который отличается высокой точностью и быстродействием [17]. Как видно из рис. 3, дисперсионные характеристики состоят из двух ветвей, которые в случае противофазно расположенных гребенок попарно смыкаются на π -виде колебаний, тем самым обеспечивая наиболее широкую полосу пропускания. Подобная ситуация характерна для структур, обладающих скользящей плоскостью симметрии [5, 6, 9, 17–19, 27].

Для каждой моды нижняя граница полосы пропускания практически равна частоте отсечки соответствующей моды TE_{n0} прямоугольного волновода сечением $2a \times b$: $f_c = nc/2b$, где c – скорость света. Соответственно, основная мода имеет частоту отсечки около 60 ГГц. Для моды с $n = 3$ полоса пропускания лежит в интересующем нас диапазоне 187–275 ГГц.

Также на рис. 3 приведена дисперсионная характеристика пучка при напряжении $V_0 = 21.4$ кВ. Видно, что при таком значении напряжения обеспечивается синхронизм в широкой полосе частот. Отметим, что ЗС обладает относительно низким замедлением, поэтому взаимодействие осуществляется не с основной (нулевой), а с +1-й пространственной гармоникой ($2\pi < \varphi < 4\pi$). Обратная гармоника в этой области имеет на

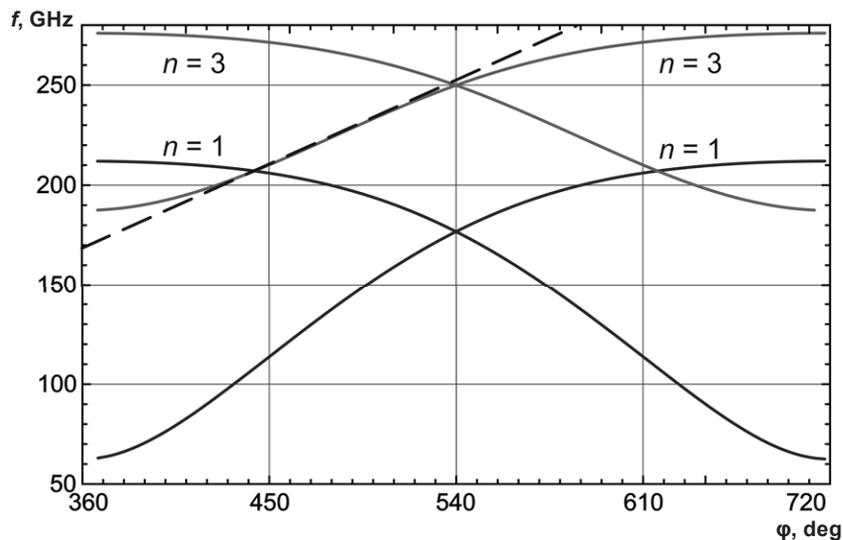


Рис. 3. Дисперсионные характеристики основной ($n = 1$) и высшей ($n = 3$) поперечных мод. Штриховой линией показана дисперсионная характеристика пучка при напряжении 21.4 кВ

Fig. 3. Dispersion characteristics of the fundamental ($n = 1$) and higher-order ($n = 3$) transverse modes. The dispersion characteristic of the 21.4 kV electron beam is shown by the dashed line



1-2 порядка меньше сопротивление связи, чем прямая, поэтому взаимодействие с ней несущественно [18, 19].

Основные уравнения

Для численного моделирования режимов усиления использован хорошо известный аппарат одномерной нелинейной теории ЛБВ (см., например, [19, 25, 26]). Результаты, полученные с помощью такого подхода, достаточно хорошо согласуются с трехмерными пакетами, такими как KARAT и CST Particle Studio [19].

Самосогласованная система уравнений состоит из уравнения движения электронов и уравнения возбуждения замедляющей системы сгруппированным током. Уравнения движения имеют вид

$$-\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left[\left(1 + C \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 - \frac{v_0^2}{c^2} \right]^{3/2} \operatorname{Re} [F e^{i\theta} + F_{sc}]. \quad (1)$$

Здесь $\theta = \omega t - \beta_e z$ – фазы «крупных частиц», $\xi = \beta_e C z$ – безразмерная координата, $\beta_e = \omega/v_0$ – электронная постоянная распространения, ω – частота сигнала, v_0 – скорость электронного пучка, $C = \sqrt{I_0 K / 4V_0}$ – параметр усиления Пирса, I_0 и V_0 – ток и напряжение пучка соответственно, K – сопротивление связи, $F = E / (2\beta_e V_0 C^2) \cdot \exp(-i\beta_e z)$ – безразмерная амплитуда синхронной гармоники ВЧ поля,

$$F_{sc} = iq \sum_{k=1}^N \frac{D_k I_k}{k} e^{ik\theta} \quad (2)$$

– амплитуда ВЧ поля пространственного заряда (ПЗ). В уравнении (2) $q = (\omega_q / \omega C)^2$ – параметр ПЗ, D_k – коэффициент редукции сил ПЗ для соответствующей гармоники,

$$I_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-ik\theta) d\theta_0 \quad (3)$$

– амплитуды гармоник ВЧ тока, N – число гармоник тока, которые учитываются при вычислении поля ПЗ. При расчетах учитывались до 6 гармоник тока; дальнейшее увеличение N не оказывает влияния на результаты.

Поскольку на вход системы поступает однородный электронный поток, не модулированный ни по скорости, ни по плотности, граничные условия ставятся следующим образом:

$$\theta(\xi = 0) = \theta_0, \quad d\theta/d\xi|_{\xi=0} = 0 \quad (4)$$

причем начальные фазы электронов θ_0 равномерно распределены на отрезке $(0; 2\pi)$.

Амплитуда ВЧ поля находится из уравнения возбуждения

$$\frac{dF}{d\xi} + (d - ib)F = -(1 + bC)^2 \frac{2\gamma_0^2}{1 + \gamma_0} I_1. \quad (5)$$

Здесь $b = (\beta - \beta_e) / (\beta_e C)$ – параметр рассинхронизма, d – параметр затухания, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$. Считалось, что на вход замедляющей системы подается сигнал постоянной амплитуды $F_+(\xi = 0) = F_{in}$. Уравнения решались методом Рунге–Кутты четвертого порядка.

Также для анализа режимов линейного усиления использовался линеаризованный вариант уравнений (1)–(5). После линеаризации уравнений движения (1) можно получить

$$\frac{d^2 I_1}{d\xi^2} + \frac{q^2}{\gamma_0^3} I_1 = \frac{iF}{\gamma_0^3}, \quad (6)$$

а граничные условия (4) принимают вид

$$I_1(\xi = 0) = dI_1(\xi = 0)/d\xi = 0. \quad (7)$$

Режимы усиления ЛБВ с трехлучевым пучком

Перейдем к моделированию режимов усиления ЛБВ с трехлучевым ЭП. В соответствии с результатами моделирования ЭОС [22] считаем, что в поперечном сечении пучки имеют форму эллипсов с полуосями 300×37.5 мкм. Длину ЗС примем равной 40 мм. Согласно [22], при фокусировке однородным магнитным полем 0.55 Тл обеспечивается устойчивая транспортировка ЭП на такое расстояние без оседания на стенки канала. Ток одного пучка выбирался равным 33.3 мА, т.е. суммарный ток пучка 100 мА. При этом плотность тока в канале ЗС составляет около 95 А/см². Поскольку считается, что ВЧ поля, действующие на каждый из пучков, одинаковы, используем стандартный вариант одномерной нелинейной теории ЛБВ, полагая ток пучка равным суммарному току.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента линейного усиления G от частоты f при различных напряжениях V_0 . Расчеты проводились на основе линеаризованной модели (5)–(7). При $V_0 = 21.0$ кВ точка синхронизма лежит вблизи нижней границы полосы пропускания ЗС, где сопротивление связи велико. Соответственно, в этой области, на частоте $f \approx 197$ ГГц наблюдается максимум коэффициента усиления, который составляет около 23 дБ. Наиболее широкая полоса усиления обеспечивается при $V_0 = 21.4$ кВ, когда синхронизм достигается в широкой полосе частот (см. рис. 3). При $V_0 = 22$ кВ точка синхро-

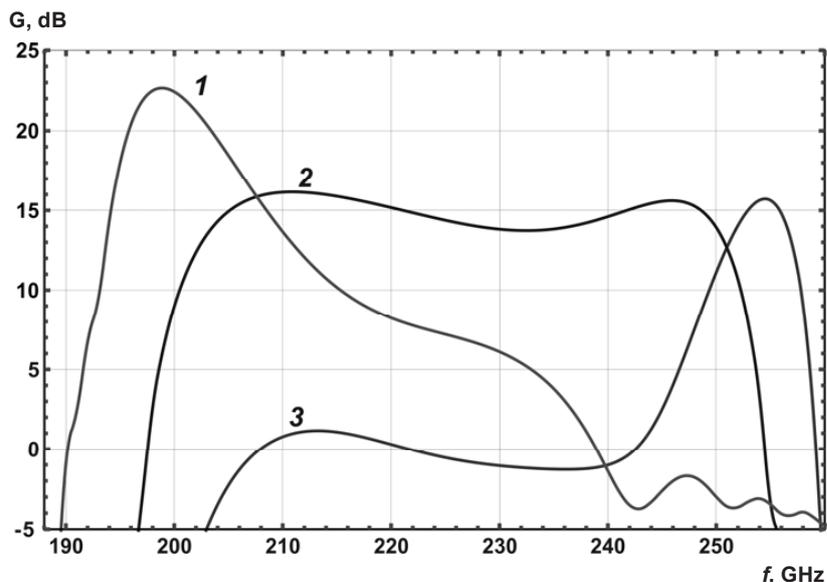


Рис. 4. Зависимости линейного усиления от частоты при различных напряжениях, кВ: 21.0 (1), 21.4 (2) и 22.0 (3)

Fig. 4. Small-signal gain versus frequency for different beam voltages: 21.0 kV (1), 21.4 kV (2), and 22.0 kV (3)

низма приближается к верхней частоте отсечки, поэтому максимум усиления также находится в этой области. По форме эти зависимости аналогичны представленным в [19], где рассматривалась ЛБВ с однолучевым ленточным ЭП.

В целом значения коэффициента усиления невелики (10–20 дБ), что обусловлено более низким сопротивлением связи по сравнению с однолучевой конструкцией, рассмотренной в

[18, 19]. Однако коэффициент усиления можно существенно повысить, так как, согласно [22], имеется возможность повышения тока пучка более чем в два раза.

Перейдем к результатам моделирования нелинейных режимов на основе модели (1)–(5). На рис. 5 приведены зависимости выходной мощности P от частоты f при различных значениях входной мощности P_{in} , построенные при напряжении

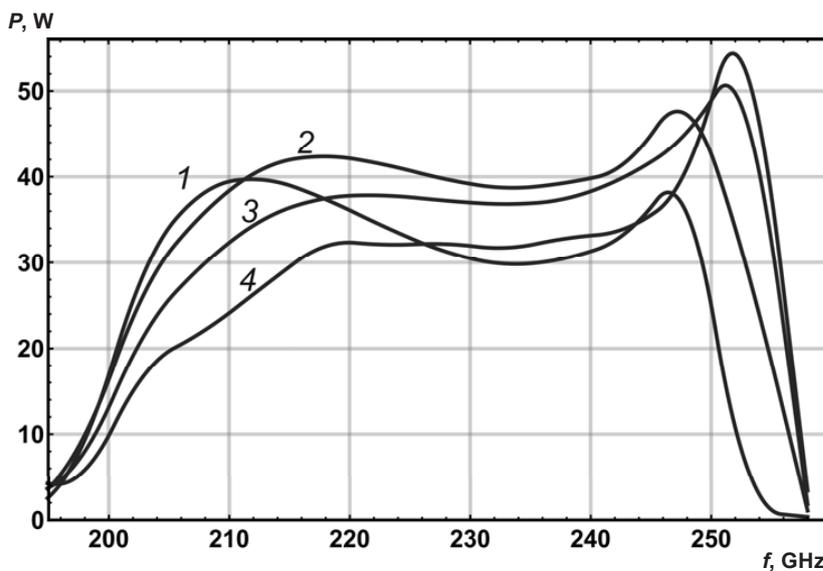


Рис. 5. Зависимости выходной мощности от частоты при напряжении 21.4 кВ и входной мощности P_{in} : 1 Вт (1), 3 Вт (2), 5 Вт (3) и 9 Вт (4)

Fig. 5. Output power versus frequency for 21.4-kV beam voltage and different values of the input power: 1 W (1), 3 W (2), 5 W (3), and 9 W (4)



21.4 кВ. При $P_{in} = 3$ Вт выходная мощность составляет около 40 Вт в широкой полосе частот 210–250 ГГц. Соответствующее значение P_{in} является довольно высоким, что объясняется низким коэффициентом усиления. Источники входного сигнала с таким уровнем мощности в суб-ТГц диапазоне труднодоступны. Однако данную ЛБВ можно использовать в составе двухкаскадного усилителя с целью повышения мощности.

Выводы

В работе рассмотрена возможность создания ЛБВ-усилителя диапазона 0.22 ТГц с ЗС в виде сдвоенных гребенок и ЭОС, формирующей ЭП, состоящий из трех лучей эллиптической формы. Такая пространственно-развитая конструкция приводит к дальнейшему увеличению поперечного сечения прибора и способствует снижению плотности тока, что открывает возможность перехода к непрерывному режиму работы. Также облегчается фокусировка пучка магнитным полем.

Проведено проектирование ЗС, в которой пучок с напряжением около 20 кВ взаимодействует с высшей поперечной модой, имеющей три вариации поля вдоль горизонтальной координаты. Также проведено моделирование режимов усиления. Согласно расчетам, при токе пучка 100 мА мощность составляет около 40 Вт в широкой полосе частот.

Отметим, что в подобном приборе можно ожидать конкуренции со стороны низших поперечных мод. Однако пучок, состоящий из n лучей, очевидно, имеет максимальное сопротивление связи с модой, имеющей n вариаций поля (подробное обсуждение этого вопроса см. в [12]). Кроме того, существуют эффективные методы подавления нежелательных поперечных мод, например, нанесение на верхнюю и нижнюю стенки канала продольных полосок из поглощающего материала в точках $y = b/3$ и $y = 2b/3$ (см., например, [28]). Поскольку поле рабочей моды в этих точках равно нулю, ее затухание не меняется, в то время как моды, имеющие другую поперечную структуру, эффективно поглощаются.

Список литературы

1. *Srivastava V.* THz vacuum microelectronic devices // J. Physics : Conf. Series. 2008. Vol. 114, № 1. 012015.
2. *Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D., Kory C. L., Neil G. R., Park G. S., Park J. H., Temkin R. J.* Vacuum electronic high power terahertz sources // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1, № 1. P. 54–75.
3. *Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H., Davies A. G., Hoffmann M. C., Booske J., Paoloni C., Gensch M., Weightman P., Williams G. P., Castro-Camus E., Cumming D. R. S., Simoens F., Escorcia-Carranza I., Grant J., Lucyszyn S., Kuwata-Gonokami M., Konishi K., Koch M., Schmittenmaier C. A., Cocker T. L., Huber R., Markelz A. G., Taylor Z. D., Wallace V. P., Zeitler J. A., Sibik J., Korter T. M., Ellison B., Rea S., Goldsmith P., Cooper K. B., Appleby R., Pardo D., Huggard P. G., Krozer V., Shams H., Fice M., Renaud C., Seeds A., Stöhr A., Naftaly M., Ridler N., Clarke R., Cunningham J. E., Johnston M. B.* The 2017 terahertz science and technology roadmap // J. Phys. D, Appl. Phys. 2017. Vol. 50, № 4. 043001. DOI: 10.1088/1361-6463/50/4/043001
4. *Grigoriev A. D., Ivanov V. A., Molokovsky S. I.* Microwave Electronics. Springer Series in Advanced Microelectronics. Springer, 2018. 554 p. DOI: 10.1007/978-3-319-68891-6
5. *Shin Y.-M., Barnett L. R., Luhmann N. C.* Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeter-wave generation // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, № 5. P. 706–712.
6. *Shin Y. M., Baig A., Barnett L. R., Luhmann N. C., Pasour J., Larsen P.* Modeling investigation of an ultrawideband terahertz sheet beam traveling-wave tube amplifier circuit // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. Vol. 58, № 9. P. 3213–3219.
7. *Pasour J., Wright E., Nguyen Kh., Balkcum A., Wood F. N., Myers R. E., Levush B.* Demonstration of a multikilowatt, solenoidally focused sheet beam amplifier at 94 GHz // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. Vol. 61, № 6. P. 1630–1636.
8. *Shi X., Wang Z., Tang X., Tang T., Gong H., Zhou Q., Bo W., Zhang Y., Duan Z., Wei Y., Gong Y., Feng J.* Study on wideband sheet beam traveling wave tube based on staggered double vane slow wave structure // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42, № 12. P. 3996–4003.
9. *Wang J., Shu G., Liu G., Yang L. Y., Luo Y.* Ultrawideband coalesced-mode operation for a sheet-beam traveling-wave tube // IEEE Trans. Electron Devices. 2016. Vol. 63, № 1. P. 504–511.
10. *Baig A., Gamzina D., Kimura T., Atkinson J. E., Domier C., Popovic B., Himes L., Barchfeld R., Field M., Luhmann N. C.* Performance of a nano-CNC machined 220-GHz traveling wave tube amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. 2017. Vol. 64, № 5. P. 2390–2397.
11. *Srivastava V.* Nonlinear analysis of beam-wave interaction in a planar THz travelling-wave tube amplifier // J. Electromagnetic Waves Appl. 2018. Vol. 32, № 2. P. 190–203.
12. *Nusinovich G. S., Cooke S. J., Botton M., Levush B.* Wave coupling in sheet- and multiple-beam traveling-wave tubes // Phys. Plasmas. 2009. Vol. 16, № 6. P. 063102.
13. *Gee A., Shin Y. M.* Gain analysis of higher-order-mode amplification in a dielectric-implanted multi-beam traveling wave structure // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20, № 7. P. 073106.



14. Ruan C., Zhang M., Dai J., Zhang C., Wang S., Yang X., Feng J. W-band multiple beam staggered double-vane traveling wave tube with broad band and high output power // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. Vol. 43, № 7. P. 2132–2139.
15. Shu G., Liu G., Chen L., Bambarandage H., Qian Zh. Terahertz backward wave radiation from the interaction of high-order mode and double sheet electron beams // J. Phys. D : Appl. Phys. 2018. Vol. 51, № 5. P. 055107.
16. Shu G. X., Liu G., Qian Z. F. Simulation study of a high-order mode terahertz radiation source based on an orthogonal grating waveguide and multiple sheet electron beams // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 7. P. 8040–8048.
17. Рожнёв А. Г., Рыскин Н. М., Каретникова Т. А., Торгашов Г. В., Сеницын Н. И., Шалаев П. Д., Бурцев А. А. Исследование характеристик замедляющей системы лампы бегущей волны миллиметрового диапазона с ленточным электронным пучком // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8–9. С. 601–613.
18. Каретникова Т. А., Рожнёв А. Г., Рыскин Н. М., Торгашов Г. В., Сеницын Н. И., Григорьев Ю. А., Бурцев А. А., Шалаев П. Д. Моделирование лампы бегущей волны субтерагерцевого диапазона с замедляющей системой типа сдвоенной гребенки и ленточным электронным пучком // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 1. С. 54–60. DOI: 10.1134/S1064226915120116
19. Karetnikova T. A., Rozhnev A. G., Ryskin N. M., Fedotov A. E., Mishakin S. V., Ginzburg N. S. Gain analysis of a 0.2-THz traveling-wave tube with sheet electron beam and staggered grating slow wave structure // IEEE Trans. Electron Devices. 2018. Vol. 65, № 6. P. 2129–2134. DOI: 10.1109/TED.2017.2787960
20. Navrotsky I. A., Burtsev A. A., Kivokurtsev A. Y., Shumikhin K. V., Shalaev P. D., Karetnikova T. A., Ryskin N. M. Development of electron-optical system with three elliptic electron beams for a THz-band vacuum-tube device // 10th UK-Europe-China Workshop on Millimetre Waves and Terahertz Technologies (UCMMT). Liverpool, UK, 2017. P. 8068467. DOI: 10.1109/UCMMT.2017.8068467
21. Навроцкий И. А., Бурцев А. А., Данилушкин А. В., Каретникова Т. А., Рыскин Н. М., Шумихин К. В. Разработка макета ЭОС с эллиптическими пучками для приборов ТГц диапазона // Актуальные проблемы электронного приборостроения : материалы междунар. науч.-техн. конф. : в 2 т. Саратов : Саратовский государственный технический университет, 2018. Т. 1. С. 170–174.
22. Навроцкий И. А., Бурцев А. А., Данилушкин А. В. Параметрическое 3D моделирование низкоперевансных эллиптических электронных пучков для приборов ТГц диапазона // Актуальные проблемы электронного приборостроения : материалы междунар. науч.-техн. конф. : в 2 т. Саратов : Саратовский государственный технический университет, 2018. Т. 1. С. 166–169.
23. Nguyen K. T., Pasour J. A., Antonsen T. M., Larsen P. B., Petillo J. J., Levush B. Intense sheet electron beam transport in a uniform solenoidal magnetic field // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, № 5. P. 744–752. DOI: 10.1109/TED.2009.2015420
24. Ruan C. J., Wang S. Z., Han Y., Li Q. S., Yang X. D. Theoretical and experimental investigation on intense sheet electron beam transport with its diocotron instability in a uniform magnetic field // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. Vol. 61, № 6. P. 1643–1650. DOI: 10.1109/TED.2014.2299286
25. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М. : Сов. радио, 1970. 584 с.
26. Кац А. М., Ильина Е. М., Манькин И. А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М. : Сов. радио, 1975. 296 с.
27. Lei X., Wei Y., Wang Y., Zhou Q., Wu G., Ding C., Li Q., Zhang L., Jiang X., Gong Y., Wang W. Full-wave analysis of the high frequency characteristics of the sine waveguide slow-wave structure // AIP Advances. 2017. Vol. 7, № 8. P. 085111. DOI: 10.1063/1.4997329
28. Kowalski E. J., Shapiro M. A., Temkin R. J. An overmoded W-band coupled-cavity TWT // IEEE Trans. Electron Devices. 2015. Vol. 62, № 5. P. 1609–1616. DOI: 10.1109/TED.2015.2407865

Образец для цитирования:

Плоских А. Э., Рыскин Н. М. Моделирование лампы бегущей волны суб-ТГц диапазона с многолучевым ленточным электронным пучком // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 113–121. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-113-121>

Simulation of a Sub-THz Traveling Wave Tube with Multiple Sheet Electron Beam

A. E. Ploskikh, N. M. Ryskin

Andrey E. Ploskikh, <https://orcid.org/0000-0003-0363-5530>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, andreyploskikh@gmail.com

Nikita M. Ryskin, <https://orcid.org/0000-0001-8501-6658>, Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, RyskinNM@info.sgu.ru

Background and Objectives: Many applications, such as high-data-rate wireless communications, spectroscopy, high-resolution radar, biomedical imaging, security, etc. require compact high-power sources of sub-THz radiation. Traveling wave tube (TWT) amplifiers are the most promising candidates for such sources combining 10–100 W power and wide bandwidth. Here we present the results of design and simulation of a 0.2 THz TWT with a grating slow-wave structure (SWS) and electron-optical system (EOS) with three elliptic-shaped beams. **Materials and Methods:** We have conducted numerical simulation of a 0.22 THz TWT amplifier with three elliptic-shaped electron beams and dual-grating staggered SWS. For SWS design and simulation of cold electromagnetic pa-



rameters, a fast and accurate code based on the integral equation method was used. For calculation of small-signal and large-signal gain regimes, the well-known 1D nonlinear frequency-domain TWT theory was used. **Results:** Dispersion characteristics of different transverse modes in the dual-grating SWS are calculated. The electron beam with 21.4 kV dc beam voltage is synchronous with the third-order transverse mode in a wide range of frequencies around 0.22 THz. Small-signal gain for 100 mA total beam current (i.e. 33.3 mA current of each beamlet) is calculated. For 21.4 kV beam voltage, the gain is around 15 dB in 200–250 GHz frequency band. Large signal gain calculations show that over 50 W output power may be attained. **Conclusions:** In this paper, the possibility of developing a 0.22 THz TWT amplifier with a dual-grating staggered SWS and electron beam consisting of three elliptical beamlets is considered. Such a design with increased cross section allows to decrease the current density, which opens up the possibility of a continuous-wave operation. In addition, it facilitates the beam focusing by the magnetic field.

Keywords: terahertz band, traveling wave tube, multiple electron beam, slow-wave structure, numerical simulation.

References

1. Srivastava V. THz vacuum microelectronic devices. *J. Physics: Conf. Series*, 2008, vol. 114, no. 1, 012015.
2. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D., Kory C. L., Neil G. R., Park G. S., Park J. H., Temkin R. J. Vacuum electronic high power terahertz sources. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 2011, vol. 1, no. 1, pp. 54–75.
3. Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H., Davies A. G., Hoffmann M. C., Booske J., Paoloni C., Gensch M., Weightman P., Williams G. P., Castro-Camus E., Cumming D. R. S., Simoens F., Escorcia-Carranza I., Grant J., Lucyszyn S., Kuwata-Gonokami M., Konishi K., Koch M., Schmuttenmaer C. A., Cocker T. L., Huber R., Markelz A. G., Taylor Z. D., Wallace V. P., Zeitler J. A., Sibik J., Korter T. M., Ellison B., Rea S., Goldsmith P., Cooper K. B., Appleby R., Pardo D., Huggard P. G., Krozer V., Shams H., Fice M., Renaud C., Seeds A., Stöhr A., Naftaly M., Ridler N., Clarke R., Cunningham J. E., Johnston M. B. The 2017 terahertz science and technology roadmap. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2017. Vol. 50, no. 4. 043001. DOI: 10.1088/1361-6463/50/4/043001
4. Grigoriev A. D., Ivanov V. A., Molokovsky S. I. *Micro-wave Electronics. Springer Series in Advanced Micro-electronics*. Springer, 2018. 554 p. DOI: 10.1007/978-3-319-68891-6
5. Shin Y.-M., Barnett L. R., Luhmann N. C. Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeter-wave generation. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2009, vol. 56, no. 5, pp. 706–712.
6. Shin Y. M., Baig A., Barnett L. R., Luhmann N. C., Pasour J., Larsen P. Modeling investigation of an ultrawideband terahertz sheet beam traveling-wave tube amplifier circuit. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2011, vol. 58, no. 9, pp. 3213–3219.
7. Pasour J., Wright E., Nguyen Kh., Balkcum A., Wood F. N., Myers R. E., Levush B. Demonstration of a multikilowatt, solenoidally focused sheet beam amplifier at 94 GHz. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2014, vol. 61, no. 6, pp. 1630–1636.
8. Shi X., Wang Z., Tang X., Tang T., Gong H., Zhou Q., Bo W., Zhang Y., Duan Z., Wei Y., Gong Y., Feng J. Study on wideband sheet beam traveling wave tube based on staggered double vane slow wave structure. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2014, vol. 42, no. 12, pp. 3996–4003.
9. Wang J., Shu G., Liu G., Yang L. Y., Luo Y. Ultrawideband coalesced-mode operation for a sheet-beam traveling-wave tube. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2016, vol. 63, no. 1, pp. 504–511.
10. Baig A., Gamzina D., Kimura T., Atkinson J. E., Domier C., Popovic B., Himes L., Barchfeld R. Field M., Luhmann N. C. Performance of a nano-CNC machined 220-GHz traveling wave tube amplifier. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2017, vol. 64, no. 5, pp. 2390–2397.
11. Srivastava V. Nonlinear analysis of beam-wave interaction in a planar THz travelling-wave tube amplifier. *J. Electromagnetic Waves Appl.*, 2018, vol. 32, no. 2, pp. 190–203.
12. Nusinovich G. S., Cooke S. J., Botton M., Levush B. Wave coupling in sheet- and multiple-beam traveling-wave tubes. *Phys. Plasmas*, 2009, vol. 16, no. 6, pp. 063102.
13. Gee A., Shin Y. M. Gain analysis of higher-order-mode amplification in a dielectric-implanted multi-beam traveling wave structure. *Phys. Plasmas*, 2013, vol. 20, no. 7, pp. 073106.
14. Ruan C., Zhang M., Dai J., Zhang C., Wang S., Yang X., Feng J. W-band multiple beam staggered double-vane traveling wave tube with broad band and high output power. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2015, vol. 43, no. 7, pp. 2132–2139.
15. Shu G., Liu G., Chen L., Bambarandage H., Qian Zh. Terahertz backward wave radiation from the interaction of high-order mode and double sheet electron beams. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2018, vol. 51, no. 5, pp. 055107.
16. Shu G. X., Liu G., Qian Z. F. Simulation study of a high-order mode terahertz radiation source based on an orthogonal grating waveguide and multiple sheet electron beams. *Opt. Express*, 2018, vol. 26, no. 7, pp. 8040–8048.
17. Rozhnev A. G., Ryskin N. M., Karetnikova T. A., Torgashev G. V., Sinitsyn N. I., Shalayev P. D., Burtsev A. A. Studying characteristics of the slowing-down system of the traveling-wave tube with a sheet electron beam. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2014, vol. 56, no. 8–9, pp. 542–553.
18. Karetnikova T. A., Rozhnev A. G., Ryskin N. M., Torgashev G. V., Sinitsyn N. I., Grigoriev Y. A., Burtsev A. A., Shalaev P. D. Modeling a subterahertz traveling-wave tube with a slow-wave structure of the double grating type and a sheet electron beam. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2016, vol. 61, no. 1, pp. 50–55. DOI: 10.1134/S1064226915120116
19. Karetnikova T. A., Rozhnev A. G., Ryskin N. M., Fedotov A. E., Mishakin S. V., Ginzburg N. S. Gain analysis of



- a 0.2-THz traveling-wave tube with sheet electron beam and staggered grating slow wave structure. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2018, vol. 65, no. 6, pp. 2129–2134. DOI: 10.1109/TED.2017.2787960
20. Navrotsky I. A., Burtsev A. A., Kivokurtsev A. Y., Shumikhin K. V., Shalaev P. D., Karetnikova T. A., Ryskin N. M. Development of electron-optical system with three elliptic electron beams for a THz-band vacuum-tube device. *10th UK-Europe-China Workshop on Millimetre Waves and Terahertz Technologies (UCMMT)*. Liverpool, UK, 2017, pp. 8068467. DOI: 10.1109/UCMMT.2017.8068467
21. Navrotsky I. A., Burtsev A. A., Danilushkin A. V., Karetnikova T. A., Ryskin N. M., Shumikhin K. V. Developing of EOS model with elliptical beams for THz devices. *International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE)*. Saratov, IEEE, 2018, vol. 1, pp. 170–174. DOI: 10.1109/APEDE.2018.8542203
22. Navrotsky I. A., Burtsev A. A., Danilushkin A. V. Parametric 3D modeling of low perveance elliptical electron beams for devices of THz range. *International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE)*. Saratov, IEEE, 2018, vol. 1, pp. 166–169. DOI: 10.1109/APEDE.2018.8542283
23. Nguyen K. T., Pasour J. A., Antonsen T. M., Larsen P. B., Petillo J. J., Levush B. Intense sheet electron beam transport in a uniform solenoidal magnetic field. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2009, vol. 56, no. 5, pp. 744–752. DOI: 10.1109/TED.2009.2015420
24. Ruan C. J., Wang S. Z., Han Y., Li Q. S., Yang X. D. Theoretical and experimental investigation on intense sheet electron beam transport with its diocotron instability in a uniform magnetic field. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2014, vol. 61, no. 6, pp. 1643–1650. DOI: 10.1109/TED.2014.2299286
25. Shevchik V. N., Trubetskov D. I. *Analiticheskie metody rascheta v jelektronike SVCh* [Analytical methods of calculation in microwave electronics]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1970. 584 p. (in Russian).
26. Katz A. M., Ilina E. M., Mankin I. A. *Nelinejnye javlenija v SVCh priborah O-tipa s dlitel'nym vzaimodejstviem* [Nonlinear phenomena in O-type microwave devices with long-term interaction]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1975. 296 pp. (in Russian).
27. Lei X., Wei Y., Wang Y., Zhou Q., Wu G., Ding C., Li Q., Zhang L., Jiang X., Gong Y., Wang W. Full-wave analysis of the high frequency characteristics of the sine waveguide slow-wave structure. *AIP Advances*, 2017, vol. 7, no. 8, pp. 085111. DOI: 10.1063/1.4997329
28. Kowalski E. J., Shapiro M. A., Temkin R. J. An overmoded W-band coupled-cavity TWT. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2015, vol. 62, no. 5, pp. 1609–1616. DOI: 10.1109/TED.2015.2407865

Cite this article as:

Ploskikh A. E., Ryskin N. M. Simulation of a Sub-THz Traveling Wave Tube with Multiple Sheet Electron Beam. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 113–121 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-113-121>



ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.345.1:535.015:535.391.5

Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала

О. Н. Козина, Л. А. Мельников

Козина Ольга Николаевна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, лаборатория фотоники, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, kozinaolga@yandex.ru

Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой Приборостроение, Институт электронной техники и машиностроения, Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., lam.pels@ya.ru

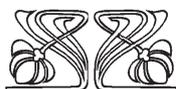
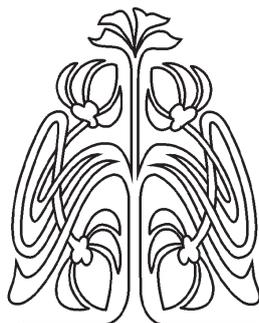
В работе представлены результаты теоретического исследования оптических характеристик асимметричного гиперболического метаматериала, представляющего собой периодическую структуру, состоящую из усиливающих слоев, расположенных под углом относительно внешних границ объекта. Показано, что такой материал обладает рядом уникальных свойств, не присущих аналогичному гиперболическому материалу симметричной конфигурации, в частности значительным усилением в определенных диапазонах частот. Описан разработанный авторами алгоритм для численного расчета оптических характеристик на основании метода матриц Берремана 4×4 , позволяющего учитывать анизотропию среды. Представлен анализ спектров отражения и пропускания асимметричного гиперболического метаматериала, на основании которого определены оптимальные условия для достижения максимального усиления в структуре.

Ключевые слова: гиперболический метаматериал, матрица Берремана, отражение, пропускание, усиление.

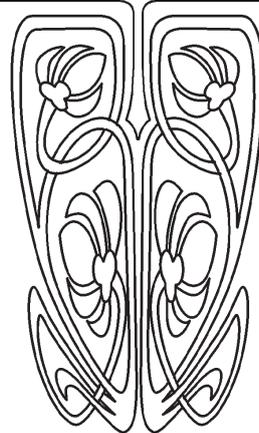
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>

Введение

Исследование свойств метаматериалов, искусственно созданных структур, обладающих заданными свойствами, обусловлено перспективностью их использования в устройствах для управления излучением, а также генерации излучения в широком диапазоне частот. В настоящее время активно исследуются различные типы метаматериалов, в частности метаматериалы, обладающие гиперболическим типом дисперсии [1]. Гиперболические метаматериалы (ГММ) характеризуются особым характером поведения поверхностей изочастот в пространстве волновых векторов, имеющим в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды. Часто такие среды называют «неопределенная среда» или «среда с неопределенной диэлектрической проницаемостью». Частным случаем гиперболической среды является плазма в сильном электромагнитном поле [2, 3]. Взаимодействие излучения с такими материалами может приводить к различным особенностям в зависимости от размеров составляющих их элементов и типа конструкции ГММ [4].



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





Существуют несколько способов реализации гиперболических сред [5], однако на сегодняшний день наиболее часто используют две модели ГММ: многослойную периодическую планарную структуру [6] и так называемую «проволочную среду», состоящую из большого числа металлических проводов наноразмерного поперечного сечения, периодически упорядоченных в диэлектрической матрице [7]. Такие виды конструкции ГМ позволяют адаптировать их для работы в широком диапазоне длин волн посредством подбора параметров: типа материала, периода и фактора заполнения среды материалом [8].

Мы продолжаем исследование предложенной нами ранее [9] новой концепции ГММ, так называемый асимметричный гиперболический метаматериал (АГММ). АГММ представляет собой периодическую многослойную структуру, у которой слои расположены под наклоном по отношению к внешним границам образца. Асимметрия проявляется как различие в свойствах прямой и обратной по отношению к внешним границам АГММ волн, в то время как поперечная компонента волнового вектора остается фиксированной. Такая структура является уникальной с точки зрения вариативности параметров, посредством которой достигается управление ее свойствами. В работе [9] изучены спектры отражения, пропускания и поглощения асимметричной гиперболической среды (АГС) на основании чередующихся слоев графена и воздуха и показана возможность достижения идеального поглощения излучения такой структурой в широком диапазоне длин волн при соответствующем подборе параметров. Затем в работе [10] предсказана возможность усиления ТГц волны в АГММ, состоящей из листов графена, для простоты упорядоченных в воздухе, на основании флуктуационно-диссипативной теоремы. Однако методы, использованные в данных исследованиях, позволяют рассчитывать дисперсионные характеристики АГММ только при фиксированных значениях угла падения излучения на структуру.

Для данного исследования ГММ адаптирован метод матриц Берремана, позволяющий исследовать основные характеристики излучения, распространяющегося в гиперболических средах [11], в том числе структур, обладающих усилением. Данный метод позволяет учитывать анизотропию среды и рассчитывать оптические характеристики при произвольном угле падения излучения на структуру. В работе проведено ис-

следование спектров пропускания и отражения асимметричного гиперболического метаматериала на основании слоев графена, расположенных под углом относительно внешних границ объекта. Определены условия и параметры структуры, при которых достигается максимальное усиление излучения в АГММ.

1. Метод исследования

ГММ является экстремально анизотропной одноосной средой, для которой определяется тензор диэлектрической (или магнитной) проницаемости, причем продольная и поперечная компоненты тензора имеют разные знаки, вследствие чего контур изочастот в пространстве волновых векторов приобретает гиперболический вид [1–4]. Для описания оптических параметров гиперболических сред используют диагональные компоненты экстремально анизотропного тензора диэлектрической проницаемости. В общем случае тензор эффективной диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Для гиперболических сред, обладающих усилением или поглощением, компоненты тензора диэлектрической проницаемости становятся комплексными, вследствие чего контуры поверхностей изочастот в пространстве волновых векторов замыкаются. На рис. 1 представлены поверхности изочастот для двух наиболее часто реализуемых типов ГММ проволочной среды (рис. 1, а) и многослойной периодической структуры (рис. 1, б). Компоненты тензора приобретают значения диэлектрической проницаемости в продольном или поперечном направлении в зависимости от геометрии структуры. Для проволочной среды тензор диэлектрической проницаемости имеет одну отрицательную компоненту ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ и $\epsilon_{zz} < 0$), для многослойной структуры – две отрицательных компоненты ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ и $\epsilon_{zz} > 0$).

Гиперболическую среду можно рассматривать как одноосный анизотропный кристалл. Для расчета оптических характеристик излучения распространяющегося через слоистые анизотропные среды, использован метод матриц Берремана [11].

При рассмотрении среды с непрерывно меняющимися параметрами уравнения Максвелла могут быть записаны в дифференциальной мат-

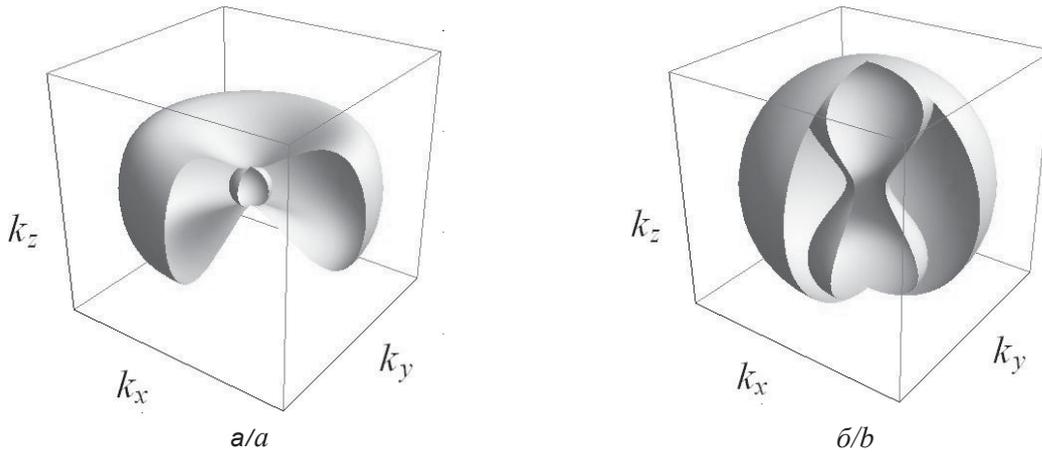


Рис. 1. Поверхности изочастот в пространстве волновых векторов для двух наиболее часто реализуемых типов ГММ: *a* – тензор диэлектрической проницаемости имеет одну отрицательную компоненту ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ и $\epsilon_{zz} < 0$), *b* – тензор диэлектрической проницаемости имеет две отрицательных компоненты ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ и $\epsilon_{zz} > 0$). Сферы соответствуют обыкновенным волнам, гиперboloиды – необыкновенным волнам

Fig. 1. Surfaces of the iso-frequencies in the space of wave vectors for the two most commonly implemented types of GMMs: (a) the dielectric tensor has one negative component ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ and $\epsilon_{zz} < 0$), (b) the dielectric constant has two negative components ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ and $\epsilon_{zz} > 0$). The spheres correspond to ordinary waves, hyperboloids – extraordinary waves

ричной форме. Матрица Берремана 4×4 описывает линейное преобразование между четырьмя тангенциальными компонентами электрического и магнитного полей на входе и выходе оптической системы, для которых справедливо следующее матричное выражение:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Psi = \frac{i\omega}{c} \Delta \Psi. \quad (2)$$

В этом выражении Ψ – это вектор-столбец, содержащий в общем случае все тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей, которые записываются как $\Psi \exp(ikr - i\omega t)$, $\omega = cK = 2\pi c/\lambda$, $K = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $k = (k_x, k_y, k_z)$.

В нашем рассмотрении вектор-столбец Ψ имеет вид:

$$\Psi = \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица Δ в общем случае определяется с помощью выражений, содержащих компоненты тензора диэлектрической проницаемости, углы Эйлера и компоненты волнового вектора [11, 12].

Для среды толщиной h электромагнитные поля падающей, отраженной и прошедшей волн связаны соотношением

$$\Psi_T = \mathbf{P}(h)(\Psi_I + \Psi_R), \quad (4)$$

где Ψ_T, Ψ_I и Ψ_R – векторы прошедшей, падающей и отраженной волн:

$$\Psi_T = \begin{pmatrix} T_x \\ \frac{1}{\cos \alpha} T_x \\ T_y \\ \cos \alpha T_{yx} \end{pmatrix}, \quad \Psi_I = \begin{pmatrix} E_x \\ \frac{1}{\cos \alpha} E_x \\ E_y \\ \cos \alpha E_y \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} R_x \\ -\frac{1}{\cos \alpha} R_x \\ R_y \\ -\cos \alpha R_y \end{pmatrix}. \quad (5)$$

$\mathbf{P}(h) = \exp(i\omega h \Delta / c)$ представляет собой матрицу распространения излучения через слой толщиной h . Матрица $\mathbf{P}(h)$ может быть вычислена посредством разложения экспоненты в ряд Тейлора [11, 12]. В данной работе используется иной метод вычисления $\mathbf{P}(h)$, основанный на теореме Сильвестра [13], который описан в работе [12], позволяющий вычислять данную матрицу с помощью формулы

$$\mathbf{P}(h) = \exp(i\omega h \Delta / c) \equiv \sum_{k=1}^4 \left(\exp(i\omega h \lambda_k / c) \frac{\prod_{i \neq k} (\Delta - \lambda_i I)}{\prod_{i \neq k} (\lambda_k - \lambda_i)} \right). \quad (6)$$

где λ_{ik} – собственные значения матрицы Δ , I – единичная матрица. Вывод данных формул представлен в работе [12].

Выражения для расчета коэффициентов пропускания T и отражения R , которые вычисляются как отношение потоков энергии в прошедшей и отраженной волнах к потоку энергии в падающей волне, имеют вид:



$$T = \frac{|T_x / \cos \alpha|^2 + |T_y|^2}{|E_x / \cos \alpha|^2 + |E_y|^2}, R = \frac{|R_x / \cos \alpha|^2 + |R_y|^2}{|E_x / \cos \alpha|^2 + |E_y|^2}, \quad (7)$$

где T_x, T_y, R_x, R_y рассчитываются при заданных E_x, E_y по формулам, приведенным в [11].

В данной работе приведены результаты для АГММ на основании графена для демонстрации усиления в ТГц диапазоне частот. Однако следует заметить, что описанный метод применим для структур различного типа, как планарных, так и проволочных сред. Причем, в зависимости от использованных в их конструкции материалов, АГММ проявляют свои свойства в различных частотных диапазонах.

2. Асимметричный гиперболический метаматериал

В данной работе рассматривается АГММ, содержащий слои графена, периодически упорядоченные в полупроводнике (рис. 2). В качестве полупроводника выбран карбид кремния. Однако следует заметить, что в ТГц диапазоне частот карбид кремния не вносит вклада в усиление излучения. Мы предлагаем комбинацию слоев графена и карбида кремния, так

как производственный процесс изготовления такой структуры более реалистичен, чем при использовании иных типов полупроводников либо диэлектриков. Карбид кремния является распространенным материалом, который широко используется для электронных приборов высокой мощности. Было показано, что графитовые слои могут быть выращены на кремниевой или углеродной поверхности многослойного SiC посредством сублимации атомов Si [14]. Качество такого графена может быть достаточно высоким, причем размер кристалла доходит до 100 мкм. Существуют несколько способов выращивания графена на SiC, хотя справедливо будет заметить, что каждый из них требует дальнейшего развития [15].

Схематическое представление АГММ на основании многослойной структуры показано на рис. 2. Поверхности черного цвета символизируют слои (или плотноупакованные стержни) металла, O – оптическая ось, θ – угол между оптической осью и осью z , N – линия узлов, φ – угол между осью x и линией узлов, α – угол падения излучения на структуру, серая поверхность – плоскость падения, h – общая толщина структуры.

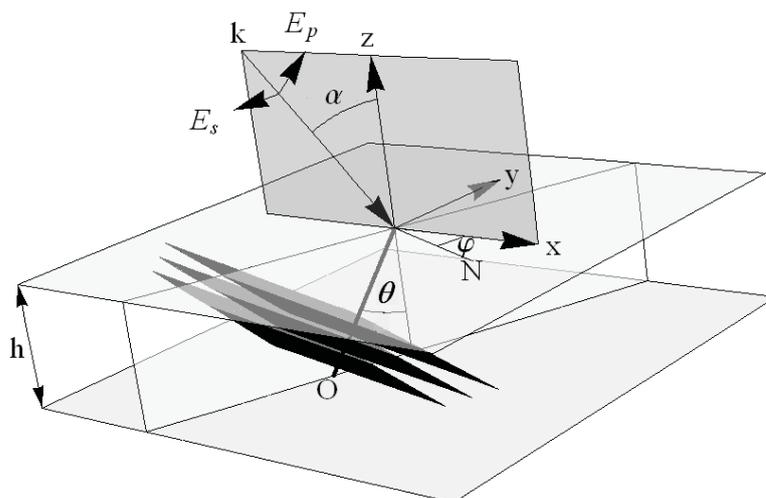


Рис. 2. Схематическое представление АГММ на основании многослойной структуры. Поверхности черного цвета символизируют слои (или плотноупакованные стержни) материала, O – оптическая ось, θ, φ, ψ – углы Эйлера (θ – угол между оптической осью и осью z , N – линия узлов, φ – угол между осью x и линией узлов), α – угол падения излучения на структуру, серая поверхность – плоскость падения, h – общая толщина АГММ

Fig. 2. Schematic view of asymmetrical hyperbolic metamaterial (AHMM). Black planes – layers of material, O – optical axis, θ, φ, ψ – Euler angles (θ – angle between z -axis and optical axis, N – line of nodes, φ – angle between x -axis and line of nodes), α – incidence angle, gray plane – incidence plane, h – finite thickness in the z direction



3. Динамические характеристики графена и карбида кремния

Для расчета значений диэлектрической проницаемости ГММ использован метод гомогенизации, в котором композиционная структура рассматривается как некая эффективная среда с усредненными параметрами [16]. Данный метод применим к структурам с размером элементарной ячейки (периодом) значительно меньше длины волны излучения, что соответствует условиям постановки задачи в данном исследовании [17]. В данном случае компоненты тензора диэлектрической проницаемости принимают вид:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_h(\omega) + i \frac{\sigma(\omega)}{d\omega\varepsilon_0}, \quad (8)$$

где $\varepsilon_h = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel}$ – диэлектрическая проницаемость основного материала матрицы, $\sigma(\omega)$ – поверхностная проводимость графена (формула для расчета которой представлена ниже), ω – частота падающей электромагнитной волны, d – период ассиметричной гиперболической структуры. Представленное в данной работе исследование включает в себя расчет динамических характеристик графена и карбида кремния.

Электромагнитные свойства графена описываются посредством поверхностной проводимости $\sigma(\omega)$, которая содержит в себе информацию о внутризонных и межзонных процессах в графене:

$$\sigma_{gr}(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega). \quad (9)$$

Для вычисления проводимости графеновых слоев используется формула Кубо [18]:

$$\sigma_{gr}(\omega) = \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \right] + \tanh\left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_F}{4k_B T}\right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^{\infty} \frac{G(E, E_F) - G(\hbar\omega/2, E_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4E^2} dE \right\}. \quad (10)$$

Первое слагаемое в формуле (10) описывает отклик, связанный с внутризонными процессами в форме Друде, где $\tau = \mu E_F / eV_F^2$ – феноменологическое время рассеяния электрона и дырки [18], e – заряд электрона, \hbar – приведенная постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, μ – температурно-независимая подвижность носителей, и G выражается по формуле

$$G(E, E') = \frac{\sinh(E/k_B T)}{\cosh(E/k_B T) + \cosh(E'/k_B T)}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлен график зависимости действительной (сплошные линии) и мнимой (пунктирные линии) частей динамической проводимости графена от частоты для различных значений энергии Ферми, рассчитанный по формуле (10). Как видно из рисунка, при выбранных значениях энергии Ферми действительная часть проводимости графена становится отрицательной на частоте приблизительно 3 ТГц и достигает минимального значения $\text{Re}(\sigma_{gr}) = -0.16$ мСм (мили сименс) на частоте $f \approx 5.8$ ТГц. Значение энергии Ферми $E_F = 28$ мэВ выбрано в соответствии с результатами, представленными в [19], где проведена оценка значений энергии квазиуровня Ферми, при которых воз-

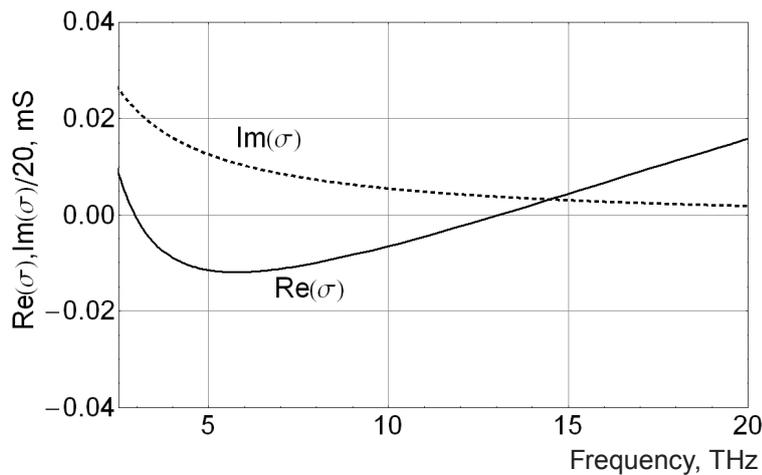


Рис. 3. Действительная и мнимая части динамической проводимости графена при $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с

Fig. 3. Real and imaginary parts of the dynamic conductivity of graphene at $E_F = 28$ meV, $T = 300$ K, $\tau = 10^{-12}$ s



можно достичь эффекта усиления (и генерации) ТГц волны, посредством расчета зависимости действительной части проводимости накаченного графена от частоты. Механизм возникновения отрицательной проводимости графена описан в ряде работ [18–20]. Известно, что условие $\text{Re}[\sigma_{gr}(\omega)] < 0$ соответствует усилению и условие $\text{Re}[\sigma_{gr}(\omega)] > 0$ соответствует потерям энергии. Следовательно, в рассматриваемом случае усиление и генерация ТГц волны могут иметь место в диапазоне от 3 до ≈ 13 ТГц для данного значения энергии Ферми.

Известно, что кристаллическая структура SiC имеет выраженную политипичность, что означает существование ряда различных типов кристаллов, отличающихся только одним пространственным направлением. Все возможные политипы SiC описаны в [21]. Диэлектрическая функция, параллельная и перпендикулярная оптической оси, может быть записана в виде

$$\varepsilon_k(\omega) = \varepsilon_{k\infty} + \frac{\omega_{kp}^2}{\omega_{kTO}^2 - \omega^2 - i\gamma_k\omega}. \quad (12)$$

Здесь

$$\omega_{kp}^2 = \varepsilon_{k\infty}(\omega_{kLO}^2 - \omega_{kTO}^2), \quad k = p, t, \quad (13)$$

где ω_{kLO} и ω_{kTO} – частоты продольных и поперечных оптических фононов, плазменная частота ω_{kp} характеризует силу осциллятора и γ_k описывает затухание фононов (ширина линии) соответствующей моды. Число $\varepsilon_{j\infty}$ – это высокочастотная диэлектрическая постоянная, связанная с системой валентных электронов, которая измеряется в видимой и ближней ИК области

спектра. В работе [21] представлена таблица, содержащая некоторые экспериментальные и теоретические значения $\varepsilon_{j\infty}$, которые используются для расчетов в данной работе, но не приводятся здесь. Справедливо заметить, что в различных источниках имеется некоторое расхождение в значениях полученных экспериментально до ± 0.2 . Однако наблюдается высокое согласование средних значений экспериментальных данных с теоретическими данными, представленными в [22]. Постоянная затухания γ обратно пропорциональна времени жизни фононов. Для карбида кремния высокого качества постоянная затухания соответствует $1\text{--}3 \text{ см}^{-1}$ [21]. Диэлектрическая проницаемость SiC рассчитывается по формуле:

$$\varepsilon_{SiC} = \frac{\varepsilon_{k=p}(\omega) + \varepsilon_{k=t}(\omega)}{2}. \quad (14)$$

На рис. 4 представлены графики зависимости действительной (сплошные линии) и мнимой (пунктирные линии) частей эффективной диэлектрической проницаемости от частоты при различных значениях периода структуры d . Данные расчеты проведены для следующих условий: $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с. Структура обладает гиперболическими свойствами, когда $\text{Re}(\varepsilon_{\perp}) < 0$. По знаку мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости $\text{Im}(\varepsilon_{\perp})$ можно определить, в каких интервалах частоты АГММ обладает усилением ($\text{Im}(\varepsilon_{\perp}) < 0$) или поглощением ($\text{Im}(\varepsilon_{\perp}) > 0$). Как показано на рисунке, структура обладает гиперболическими и усиливающими свойствами одновременно,

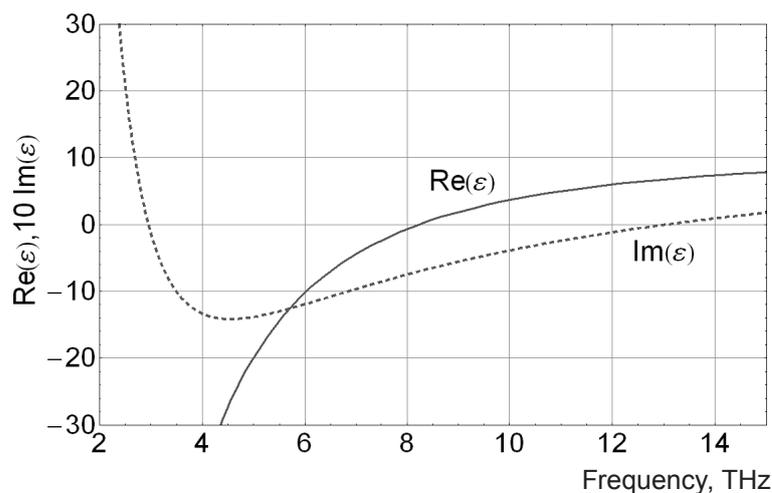


Рис. 4. Действительная и мнимая части динамической диэлектрической проницаемости карбида кремния. $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с, $d = 50$ нм
 Fig. 4. Real and imaginary parts of the dynamic dielectric constant of silicon carbide. $E_F = 28$ meV, $T = 300$ K, $\tau = 10^{-12}$ s, $d = 50$ nm



при всех трех выбранных значениях периода структуры, в определенном интервале частот, который увеличивается с уменьшением периода.

4. Результаты и их обсуждение

На основании вышеизложенного метода проведен расчет коэффициентов пропускания и отражения данной АГММ. Коэффициенты пропускания T (сплошные линии) и отражения R (пунктирные линии) в зависимости от частоты представлены на рис. 5. Данные результаты получены для АГММ с параметрами: $h = 3$ мкм, период структуры $d = 50$ нм, $\alpha = \pi/4$, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$. Инверсная заселенность графена может быть обеспечена посредством накачки (инжекционной либо лазерной) [19–21].

Видно, что $T > 1$ и $R > 1$ в определенных диапазонах частот. В частности наблюдаются резонансные пики коэффициентов отражения и пропускания на частоте ≈ 4.5722 ТГц, что свидетельствует о значительном усилении ТМ поляризованной волны в ТГц области спектра. Резонансы в спектрах отражения и пропускания обусловлены внутренней интерференцией. Ширина, высота пиков и частота, соответствующая максимуму пика, существенным образом зависят от угла наклона оптической оси и периода АГММ, а также от угла падения излучения на структуру. В ходе работы проводились оценки эффекта усиления при различных параметрах структуры. Приведенный на рис. 5 результат демонстрирует эффект при выбранных оптимальных параметрах.

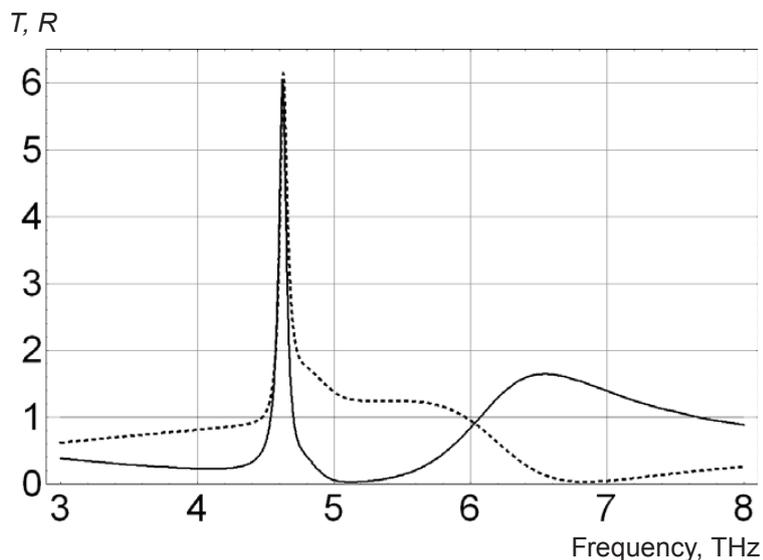


Рис. 5. Коэффициенты пропускания T (сплошные линии) и отражения R (пунктирные линии) в зависимости от частоты при различных значениях угла падения α . $h = 3$ мкм, период АГММ $d = 50$ нм, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$
Fig. 5. The transmission T (solid curves) and reflection R (dashed curves) coefficients vs the frequency for different values of the angle of incidence α .
 $h = 3$ μm , period of АНММ $d = 50$ nm, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$

На рис. 6 представлены графики зависимости T и R от угла падения излучения на структуру на резонансной частоте $f = 4.5722$ ТГц. Как видно на рисунке, при углах падения излучения на структуру $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ значения коэффициента пропускания существенно возрастают, что свидетельствует об усилении излучения в структуре с указанными параметрами. Максимальное значение коэффициента пропускания наблюдается при угле падения $\alpha \approx \pi/2$.

Отметим, что значение периода структуры $d = 50$ нм определено как оптимальное для

АГММ, состоящего из слоев графена и карбида кремния при данных значениях остальных параметров. Увеличение периода структуры влечет за собой рост ширины резонансного пика, что происходит вследствие многократного отражения внутри структуры. Однако дальнейшее увеличение значения периода не является целесообразным, так как влечет за собой значительное преобладание карбида кремния над графеном в структуре.

Как мы отметили выше, в ТГц диапазоне частот карбид кремния не усиливает излучение,

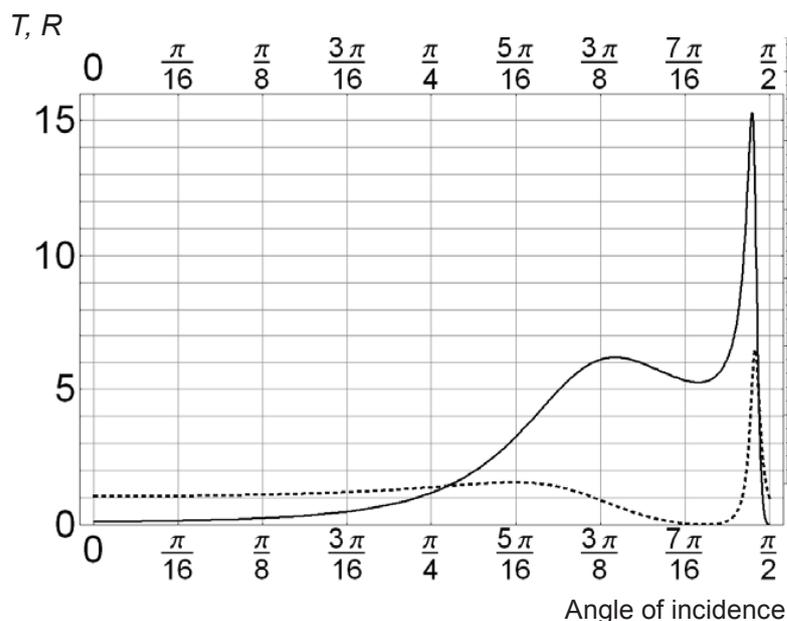


Рис. 6. Коэффициент пропускания T (сплошные линии) и коэффициент отражения R (пунктирные линии) в зависимости от угла падения излучения на структуру на резонансной частоте $f = 4.5722$ ТГц. Параметры структуры: $d = 50$ нм, $h = 3$ мкм, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\alpha = \pi/4$

Fig. 6. The transmission T (solid curves) and reflection R (dashed curves) coefficients vs the angle of incidence at the resonance frequency $f = 4.5722$ THz. Parameters of AHMM are $d = 50$ nm, $h = 3$ μm , $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\alpha = \pi/4$

следовательно, увеличение усиления в рассматриваемом типе АГММ происходит за счет слоев графена.

Заключение

На основании теоретического исследования оптических характеристик асимметричного гиперболического метаматериала содержащего слои графена, показано, что такая структура обладает значительным усилением в ТГц диапазоне частот. С помощью численного расчета, основанного на методе матриц Берремана 4×4 , позволяющего учитывать анизотропию среды, проведен анализ спектров отражения и пропускания асимметричного гиперболического метаматериала, на основании которого определены оптимальные условия для достижения максимального усиления в структуре. Расчеты проведены с учетом динамических характеристик компонентов структуры (графена и карбида кремния).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.8493.2017).

Список литературы

1. Smolyaninov Igor I., Smolyaninova Vera N. Hyperbolic metamaterials : Novel physics and applications // Solid-State Electronics. 2017. Vol. 136. P. 102–112.
2. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск : АН БССР, 1958. 381 с.
3. Felsen L., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall, USA, 1973. 888 с.
4. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials // J. Opt. 2012. Vol. 14. P. 063001–063016.
5. Poddubny Alexander, Iorsh Ivan, Belov Pavel, Kivshar Yuri. Hyperbolic metamaterials // Nature photonics. 2013. Vol. 7. P. 958–967.
6. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multi-layer graphene structures // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. P. 075416.
7. Simovski C. R., Belov P. A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y. S. Wire Metamaterials : Physics and Applications // Adv. Mater. 2012. Vol. 24. P. 4229–4248.
8. Melnikov L. A., Kozina O. N., Zotkina A. S., Nefedov I. S. Optical characteristics of the metal-wire dielectric periodic structure : hyperbolic eigenwaves // Proc. SPIE 9031. 2014. P. 903117–903122.



9. Nefedov I. S., Valaginnopoulos C. A., Melnikov L. A. Perfect absorption in graphene Multilayers // *J. Opt.* 2013. Vol. 15. P. 114003(6).
10. Nefedov I., Melnikov L. Plasmonic Terahertz Amplification in Graphene-Based Asymmetric Hyperbolic Metamaterial // *Photonics*. 2015. Vol. 2, iss. 2. P. 594–603.
11. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media : 4 x 4-matrix formulation // *Journal of the Optical Society of America*. 1972. Vol. 62. № 4. P. 1157–1160.
12. Pato S. P. An Algorithm for Solving the Optical Problem for Stratified Anisotropic Media // *Journal of Experimental & Theoretical Physics*. 2001. Vol. 92, № 4. P. 552.
13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М. : Наука. 1973. 720 с.
14. Forbeaux I., Themlin J. M., Debever J. M. Heteroepitaxial graphite on 6HSiC(0001) : interface formation through conduction-band electronic structure // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 58. P. 16396–16406.
15. Amjadipour M., MacLeod J., Lipton-Duffin J., Iacopi F., Motta N. Epitaxial graphene growth on FIB patterned 3C-SiC nanostructures on Si (111) : reducing milling damage // *Nanotechnology*. 2017. Vol. 28, iss. 34. P. 345602.
16. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials : Strengths and limitations // *Phys. Rev. A*. 2012. Vol. 85. P. 053842(13).
17. Рытов С. М. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // *ЖЭТФ*. 1955. Т. 29, № 5. С. 605–616.
18. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures // *J. Phys. Condens. Matter*. 2011. Vol. 23. P. 145302.
19. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86. P. 195437.
20. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 101. P. 083114.
21. Mutschke H., Andersen A. C., Clement D., Henning Th., Peiter G. Infrared properties of SiC particles // *Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 345. P. 87–104.
22. Chen J., Levine Z. H., Wilkins J. W. Linear and nonlinear optical properties of four polytypes of SiC // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50, iss. 16. P. 11514.

Образец для цитирования:

Козина О. Н., Мельников Л. А. Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 122–131. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>

Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials

O. N. Kozina, L. A. Melnikov

Olga N. Kozina, <https://orcid.org/0000-0002-7066-4203>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, kozinaolga@yandex.ru

Leonid A. Melnikov, <https://orcid.org/0000-0002-0423-3982>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politekhnikeskaya St., Saratov 410054, Russia, lam.pels@ya.ru

Background and Objectives: Metamaterials, which are artificial structures with specified properties, keep the interest to nest investigations and creation of new types of them due to their unusual properties. One of the promising variant of the metamaterials is hyperbolic metamaterials (HMM) which exhibit the hyperbolic-type dispersion in the space of wave-vectors and are described by the diagonal extremely anisotropic permittivity tensor. Here we investigated optical properties of asymmetrical hyperbolic metamaterial (AHMM) consisting of periodically arranged layers (or wires) in a host media, tilted relatively to the outer boundary. The most important feature of AHMM is the possibility to excite a very slow wave in AHMM by a plane wave, incoming from free space, while a minimal reflection may be achieved. We calculated spectral characteristics of the AHMM at different values of parameters of the structure.

Methods: We have used the algorithm for solving of the Maxwell

equation based on the Berreman 4x4 matrix which is convenient for the investigation of the propagation of polarized light in anisotropic media. We have adopted this method for the system when active atoms or ions are embedded into the medium for the calculations of light propagation in AHMM slabs which is infinite in the x and y -direction and has a finite-thickness in the z direction. Anisotropy of the hyperbolic media slab was taken into account. We use the effective medium model. **Results:** The transmittance and reflectance were calculated for different orientation of optical axis, angles of incidence and THz field frequencies in the AHMM with graphene layers. Spectral characteristics of reflection and transmission are presented. We have shown that huge resonances in transmittance and reflectance observed near 5 THz for different values of the incident angles which characterized a huge amplification in the AHMM. The effects of changing in the structure parameters have been demonstrated.

Keywords: hyperbolic metamaterials, transmittance, reflectance, Berreman matrix, amplification.

Acknowledgements: This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project No. 3.8493.2017/BCh).

References

1. Smolyaninov Igor I., Smolyaninova Vera N. Hyperbolic metamaterials: Novel physics and applications. *Solid-State Electronics*, 2017, vol. 136, pp. 102–112.



2. Fedorov F. I. *Optica anisotropnih sred* [Optics of the anisotropic medium]. Minsk, AS BSSR, 1958. 381 p. (in Russian).
3. Felsen L., Marcuvitz N. *Radiation and Scattering of Waves*. Englewood Cliffs, N. J., Prentice-Hall, USA, 1973. 888 p.
4. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials. *J. Opt.*, 2012, vol. 14, pp. 063001–063016.
5. Poddubny Alexander, Iorsh Ivan, Belov Pavel, Kivshar Yuri. Hyperbolic metamaterials. *Nature photonics*, 2013, vol. 7, pp. 958–967.
6. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures. *Phys. Rev. B.*, 2013, vol. 87, pp. 075416.
7. Simovski C. R., Belov P. A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y. S. Wire Metamaterials: Physics and Applications. *Adv. Mater.*, 2012, vol. 24, pp. 4229–4248.
8. Melnikov L. A., Kozina O. N., Zotkina A. S., Nefedov I. S. Optical characteristics of the metal-wire dielectric periodic structure: hyperbolic eigenwaves. *Proc. SPIE 9031*, 2014, pp. 903117–903122.
9. Nefedov I. S., Valaginnopoulos C. A., Melnikov L. A. Perfect absorption in graphene Multilayers. *J. Opt.*, 2013, vol. 15, pp. 114003(6).
10. Nefedov I., Melnikov L. Plasmonic Terahertz Amplification in Graphene-Based Asymmetric Hyperbolic Metamaterial. *Photonics*, 2015, vol. 2, iss. 2, pp. 594–603.
11. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media: 4 x 4-matrix formulation. *Journal of the Optical Society of America*, 1972, vol. 62, no. 4, pp. 1157–1160.
12. Palto S. P. An Algorithm for Solving the Optical Problem for Stratified Anisotropic Media. *Journal of Experimental & Theoretical Physics*, 2001, vol. 92, no. 4, pp. 552.
13. Korn G., Korn T. *Spravochnik po matematike dlya nauchnih rabotnikov i inzhenerov* [Math Handbook for Scientists and Engineers]. Moscow, Nauka Publ., 1973. 720 p. (in Russian).
14. Forbeaux I., Themlin J. M., Debever J. M. Heteroepitaxial graphite on 6HSiC(0001): interface formation through conduction-band electronic structure. *Phys. Rev. B*, 1998, vol. 58, pp. 16396–16406.
15. Amjadipour M., MacLeod J., Lipton-Duffin J., Iacopi F., Motta N. Epitaxial graphene growth on FIB patterned 3C-SiC nanostructures on Si (111): reducing milling damage. *Nanotechnology*, 2017, vol. 28, iss. 34, pp. 345602.
16. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Phys. Rev. A.*, 2012, vol. 85, pp. 053842(13).
17. Ritov S. M. Electromagnitnie svoistva melkosloistoy sredi [Electromagnetic properties of a thin layer medium]. *SZETV* [Jornal of Experimental and Theoretical Physics], 1955, vol. 29, no. 5, pp. 605–616 (in Russian).
18. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures. *J. Phys. Condens. Matter.*, 2011, vol. 23, pp. 145302.
19. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. *Phys. Rev. B*, 2012, vol. 86, pp. 195437.
20. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping. *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 101, pp. 083114.
21. Mutschke H., Andersen A. C., Clement D., Henning Th., Peiter G. Infrared properties of SiC particles. *Astron. Astrophys*, 1999, vol. 345, pp. 87–104.
22. Chen J., Levine Z. H., Wilkins J. W. Linear and nonlinear optical properties of four polytypes of SiC. *Phys. Rev. B*, 1994, vol. 50, iss. 16, pp. 11514.

Cite this article as:

Kozina O. N., Melnikov L. A. Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 122–131 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>



УДК 539.194:539.196.3

Влияние водородной связи на структуру и ИК спектр трифенилфосфита

Л. М. Бабков, Н. А. Давыдова, И. В. Ивлиева-Перетокина

Бабков Лев Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, babkov@info.sgu.ru

Давыдова Надежда Александровна, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Институт физики НАН Украины, Киев, davydova@iop.kiev.ua

Ивлиева-Перетокина Ирина Валерьевна, аспирант кафедры теоретической физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, irine09@yandex.ru

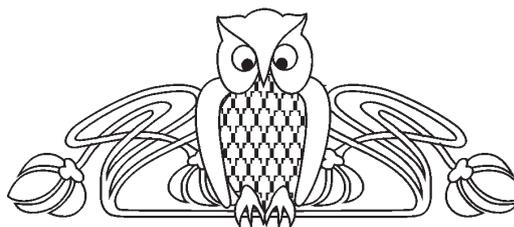
Исследовано влияние водородной связи на структуру и ИК спектр трифенилфосфита. Работа продолжила проведенные ранее исследования влияния конформационных изменений молекулы на его ИК спектр. Измерены ИК спектры образцов в кристаллическом (моноклинная и гексагональная фазы), «глассиал», аморфном и жидком состояниях при температурах 12 и 320 К. Проведено моделирование Н-комплекса молекулы, представленного димером, методом теории функционала плотности B3LYP/6-31G(d). Минимизирована энергия Н-комплекса, оптимизирована его геометрия, вычислены энергия водородной связи, электрооптические и механические параметры. Решены механическая и электрооптическая задачи: рассчитаны частоты и формы нормальных колебаний димера и их интенсивности в ИК спектре. Установлено наличие в образце Н-комплексов, образованных слабой водородной связью С-Н \cdots О. Установлено и оценено ее влияние на спектральные характеристики фрагмента P(OC)₃ молекулы (области 715–740, 850–890, 1180–1220 см⁻¹ ИК спектра) и на форму полосы, соответствующей валентным колебаниям связей С-Н (3020–3080 см⁻¹).

Ключевые слова: трифенилфосфит, Н-комплекс, димер, молекулярное моделирование, функционал плотности, ИК спектр, нормальное колебание, частота, интенсивность.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-132-139>

Введение

Данная статья является продолжением работы [1], в которой по результатам моделирования структуры и ИК спектров трех устойчивых конформеров молекулы трифенилфосфита P(OC₆H₅)₃ (ТФФ) обосновано и установлено их наличие в исследуемых образцах. Полученный в [1] результат согласуется с выводами работ, в которых исследована структура ТФФ методами рентгеноструктурного анализа (РСА), нейтро-



нографии [2] и теории функционала плотности (ТФП) [3]. Изменения конформационного состава образца являются одним из механизмов, влияющим на его ИК спектр. Спектры ТФФ, измеренные в пяти фазовых состояниях – в жидкости, стеклофазе, «глассиал» (состояние, промежуточное между аморфным и кристаллическим), твердокристаллических (ТК), стабильном и метастабильном – были интерпретированы в [1] на основе результатов молекулярного моделирования для изолированных конформеров. Предложенная интерпретация не могла стать полной. Возникла необходимость выхода за рамки модели изолированной молекулы и учета специфических межмолекулярных взаимодействий, в частности водородной связи. На возможность ее реализации указано в работах [2, 3]: конформеры ТФФ могут объединяться в димеры и тримеры за счет слабых водородных связей С-Н \cdots О с обобществлением атома водорода между атомами углерода фенильного кольца одной молекулы и кислорода фрагмента P(O-C)₃ – другой.

Важно отметить, что исследованиям ТФФ уделяется большое внимание: он интересен для фундаментальной науки и приложений, поскольку обладает целым рядом уникальных свойств, являясь при этом удобным объектом для их исследования. В подтверждение сказанному сошлемся на некоторые работы [1–26]. В них с помощью разнообразных физических методов исследовались строение и свойства ТФФ в различных фазовых состояниях: ТК [1–12], аморфном [13–17], «глассиал» [7, 15, 18–23], жидком [1, 10, 24, 25], включая полиморфизм, фазовые переходы, процессы стеклования. Среди используемых в цитируемых источниках физических методов методы колебательной спектроскопии встречаются редко: [1, 26] (ИК спектроскопия); [20, 21] (спектроскопия КР). Между тем результаты исследований, проводимых методами колебательной спектроскопии, несомненно представляют интерес. Они позволяют обосновать достоверность результатов, полученных другими методами, дополнить их и заодно разрешить одну



из основных проблем спектроскопии применительно к данному случаю: установить, каким образом влияют на колебательные спектры ТФФ, находящегося в различных фазовых состояниях, особенности его структуры: конформационные изменения и водородная связь.

Целью проведенных исследований, результаты которых составили содержание представленной статьи, стало обоснование наличия в исследуемом образце ТФФ комплексов с водородной связью, выяснение ее влияния на его структуру и ИК спектр и дополнение на этой основе интерпретации измеренных спектров, данной в [1]. Для достижения указанной цели были продолжены комплексные исследования структуры и ИК спектров ТФФ, начатые в работах [1, 26], с использованием методов квантовой химии и колебательной спектроскопии (эксперимент, теория).

Эксперимент и моделирование

Экспериментальная часть исследований достаточно полно изложена в статьях [1, 26]. Кратко остановимся на некоторых моментах. ИК спектры ТФФ, очищенного до 99%, приобретенного у фирмы Aldrich, были измерены в области 300–4000 cm^{-1} на Фурье-спектрометре IFS-88

фирмы Bruker с разрешением 2 cm^{-1} . С помощью программ OPUS осуществлялось программное обеспечение эксперимента. Спектры ТФФ измерены в пяти фазовых состояниях: ТК (стабильном и метастабильном), аморфном, «глассиал» и жидком при температурах 12 и 320 К.

Методом ТФП, B3LYP/6-31G(d) [27, 28], реализованным в программном пакете GAUSSIAN-03 [29], проведено моделирование структуры Н-комплекса ТФФ, представленного димером молекул одного из конформеров, а именно конформера I [1], наиболее устойчивого в кристаллической модификации. Димер образован за счет обобществления атома водорода H_{15} между атомами углерода C_{12} фенильного кольца одной молекулы и кислорода O_{41} группы PO_3 – другой (рис. 1). Вычислены минимальная энергия димера, оптимизирована его геометрия, рассчитаны электрооптические (дипольный момент) и механические (силовые постоянные) параметры, которые использованы при решении механической и электрооптической задач. Рассчитаны частоты и формы нормальных колебаний в гармоническом приближении и их интенсивности в ИК спектре. Для повышения эффективности анализа измеренных и рассчитанных спектров проведено масштабирование

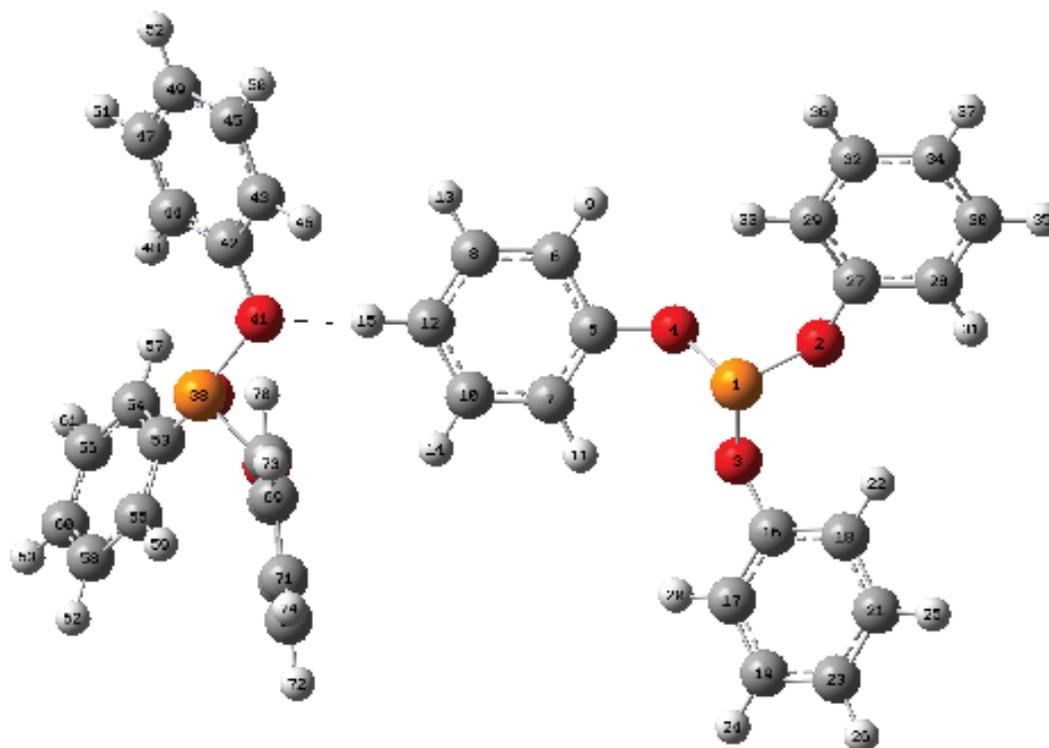


Рис. 1. Строение димера ТФФ
Fig. 1. Structure of dimer TPhPh



вычисленных частот с помощью соответствующей процедуры [30–32], широко распространенной в мировой практике. Используются следующие масштабирующие множители: 0.99 (диапазон 800–1000 cm^{-1}); 0.98 (диапазон 1000–1100 cm^{-1}); 0.97 (диапазон 1100–1650 cm^{-1}); 0.95 (диапазон 3000–3100 cm^{-1}).

Результаты и их обсуждение

Структура. Комплексообразование за счет обобществления протона между атомами кислорода и углерода, как это имеет место в ТФФ, встречается реже по сравнению со случаями обобществления его между атомами кислорода или азота, как это имеет место во многих других соединениях, и исследуется реже, что вызывает повышенный интерес к полученным результатам. Установлено, что энергия водородной связи в димере ТФФ составляет 1.3 ккал/моль, что позволяет отнести ее к слабому типу. Влияние слабой водородной связи на геометрию молекул ТФФ, образующих димер, не велико. Оно сказывается лишь на окрестности водородного мо-

стика $\text{C}_{12}\text{-H}_{15}\cdots\text{O}_{41}$, длина которого составляет 2.963 Å. Длина связи $\text{C}_{12}\text{-H}_{15}$ – 1.093 Å, что на 0.008 Å больше ее длины в конформере. Длины связей $\text{P}_{38}\text{-O}_{41}$ и $\text{O}_{41}\text{-C}_{47}$ уменьшились с 1.673 до 1.657 Å и с 1.391 до 1.385 Å соответственно. Дипольный момент димера равен 4.5 D, что на 3.36 D больше дипольного момента конформера I [1].

ИК спектр. Влияние водородной связи на колебания молекулы ТФФ в силу слабого ее типа носит характер возмущения. Это возмущение сказывается на колебаниях фрагмента $\text{P}(\text{OC})_3$ молекулы (области 700–750, 860–880, 1180–1220 cm^{-1} спектра) и валентных колебаниях связей С-Н, (область 300–3100 cm^{-1}). Это влияние не велико для частот и немного больше сказывается на интенсивностях в силу чувствительности этого спектроскопического параметра по отношению к возмущениям (таблица). Например, частота 718 cm^{-1} нормального колебания ν_{34} конформера в димере увеличивается на 12 cm^{-1} , а интенсивность возрастает более, чем на треть (таблица, рис. 2, а). Частоты колебаний ν_{35} , ν_{36} мало изменяются, а их интенсивности

Частоты (ν , cm^{-1}) и интенсивности ИК спектра (I, км/моль) нормальных колебаний конформера I ТФФ и его Н-комплекса

Frequencies (ν , cm^{-1}) and intensities of the IR spectrum (I, km / mol) of normal vibrations of conformer I TPhPh and its H-complex

№ колеб./ No vibr.	ν (I) эксперимент / Эпр.	Конформер / Conformer		Димер / Dimer		Форма колебаний / Vibrational forms
		ν	I	ν	I	
34	717(ср.) / (m)	718	80,4	730 732	106,7 143,1	Q(PO), $\gamma(\text{CCC})$, $\chi(\text{CCCH})$
35	735(с.) / (s)	736	59,3	736 738	104,1 145,7	Q(PO), $\gamma(\text{CCC})$, $\chi(\text{CCCH})$, Q(CO), $\beta(\text{HCC})$, $\chi(\text{CCCC})$
36	752(с.) / (s) 758(ср.) / (m)	745	34,5	749 752	3,1 7,2	$\chi(\text{CCCH})$, Q(PO), $\chi(\text{OCCH})$, $\chi(\text{CCCC})$, $\gamma(\text{OPO})$, $\gamma(\text{CCC})$, $\chi(\text{OPOC})$, $\gamma(\text{POC})$
43	851(о.сл.) / (v.w.)	865	330,2	850 858	310 459,2	Q(PO), Q(CO), $\gamma(\text{CCC})$, $\chi(\text{HCC})$, $\chi(\text{CCCH})$, Q(CC), $\chi(\text{OCCH})$
44	869(о.с.) / (v.s.) 879(о.с.) / (v.s.)	877	391,2	859 860	694,4 221,8	Q(PO), $\chi(\text{HCC})$, Q(CO), $\chi(\text{CCCH})$, $\gamma(\text{CCC})$, Q(CC)
70	1184(о.с.) / (v.s.) 1188(о.с.) / (v.s.)	1191	307,4	1193 1195	482,7 391,8	Q(CO), $\beta(\text{CCH})$, Q(CC), $\gamma(\text{CCC})$
71	1212(о.с.) / (v.s.)	1201	821,8	1197 1204	401,5 512	Q(CO), $\beta(\text{CCH})$, $\gamma(\text{CCC})$
94 97	3036(ср.) / (m) 3059(ср.) / (m)	3036 3052	16 30,1	3040 3031	69,9 158	q (CH)

Примечание. Используются общепринятые обозначения координат: валентные колебания связей – q, Q, плоские – γ , β и неплоские – χ деформационные колебания. Условные обозначения: ср. – средняя, с. – сильная, о.сл. – очень слабая, о.с. – очень сильная.

Note. Commonly used coordinate notation: bond vibrations – q, Q, planar – γ , β and non-planar – χ deformation vibrations. Legend: m – medium, s – strong, vw – very weak, vs – very strong.

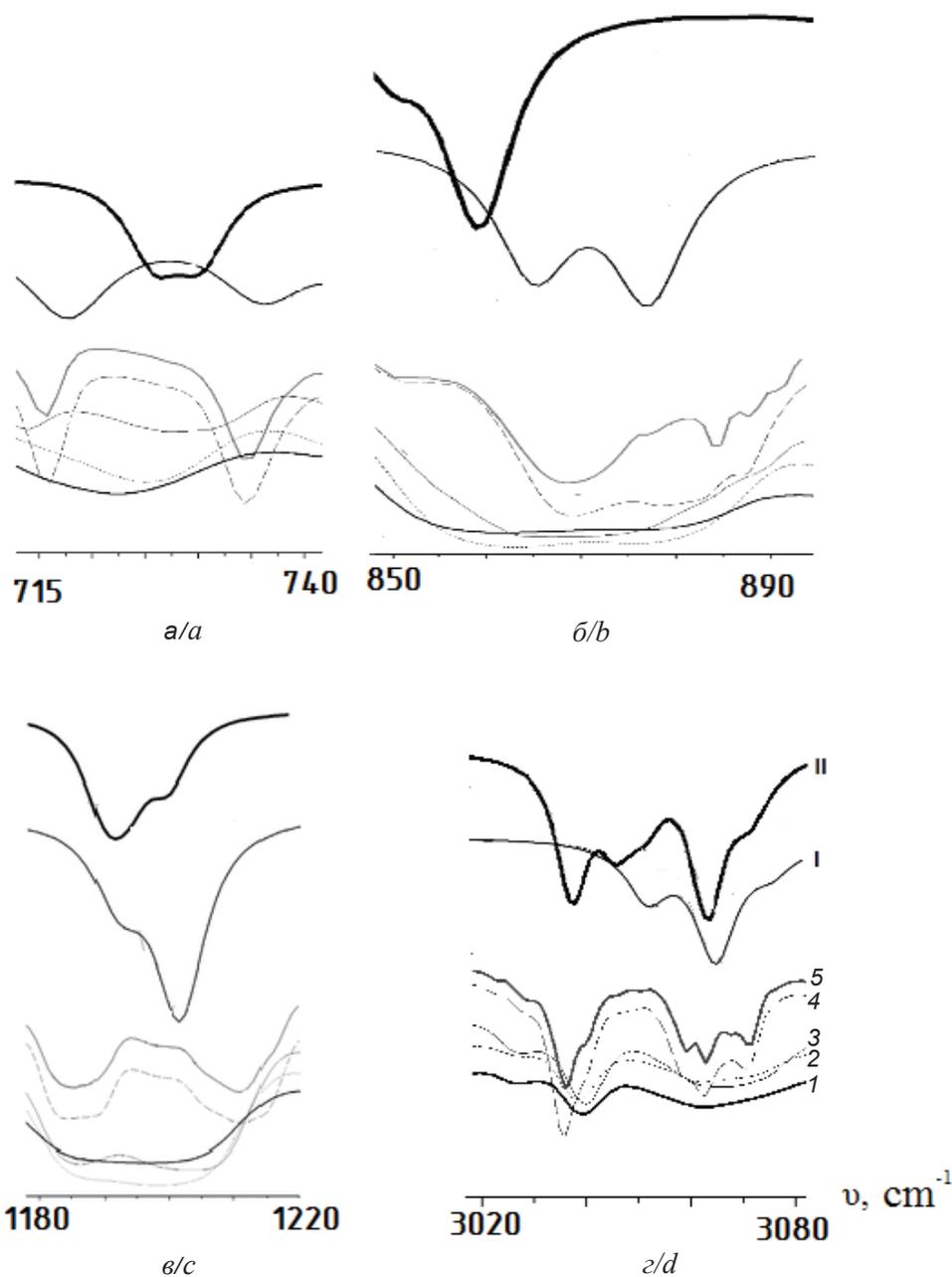


Рис. 2. ИК спектры ТФФ в различных областях: измеренные (I – жидкость, 2 – стекло, 3 – «глассиал», 4 – стабильная и 5 – метастабильная фазы) и рассчитанные (I – конформер, II – Н-комплекс)

Fig. 2. IR spectra of TPhPh: measured (I – liquid, 2 – glass, 3 – “glacial”, 4 – stable, and 5 – unstable phases) and calculated (I – conformer, II – H-complex)

существенно возрастают (ν_{35}) или убывают почти на порядок (ν_{36}). Колебания ν_{43} и ν_{44} конформера сдвигаются в низкочастотную сторону не более чем на 18 cm^{-1} , а интенсивности перераспределяются между компонентами дублетов. При этом интенсивность одних компонент возрастает приблизительно в полтора (ν_{43}) или два раза (ν_{44}), а других – уменьшается незначительно (ν_{43}) или

почти в два раза (ν_{44}). Частоты колебаний ν_{70} и ν_{71} мало изменяются, в то время как их интенсивности сильно увеличиваются (ν_{70}) либо сильно уменьшаются (ν_{71}). Кривые II распределения интенсивности по нормальным координатам димера в ИК спектре (рис. 2, а, б, в) отличаются по форме и по положению их центров тяжести от соответствующих кривых I в спектре конфор-



мера. Из анализа кривых следует, что распределению интенсивностей в измеренных спектрах жидкости, стекла или «глассиал» и твердых фаз ближе суперпозиция рассчитанных кривых распределения интенсивности в ИКС конформера и димера. Область $3000\text{--}3100\text{ см}^{-1}$ (таблица, рис. 2, з) представляет наибольший интерес. Выяснилось, что образование димера сопровождается сдвигом частоты валентного колебания ν_{97} конформера на $\sim 21\text{ см}^{-1}$ в низкочастотную сторону и к возрастанию интенсивности более чем в пять раз. Небольшой сдвиг частоты и сильное увеличение интенсивности согласуется с выводом о наличии слабой водородной связи в образце, сделанным на основе результатов квантово-механического расчета. Частоты и интенсивности других валентных колебаний связей С-Н изменяются в меньшей степени. Как видно из рис. 2, з, форма рассчитанной кривой II распределения интенсивности в области $3000\text{--}3100\text{ см}^{-1}$ ИК спектра существенно отличается от формы кривой I, соответствующей изолированному конформеру I, и в большей степени соответствует экспериментальным кривым. Полученный результат согласуется с заключением о возможности образования в ТФФ комплексов со слабой водородной связью, сделанным в работах [2, 3] на основании результатов РСА, нейтронографии и расчетов методами ТФП.

Выводы

Анализ измеренных ИК спектров ТФФ и результатов молекулярного моделирования структуры и ИК спектра димера его молекул указывает на наличие в образцах ТФФ, находящихся в различных фазовых состояниях, комплексов со слабой водородной связью с энергией порядка 1 ккал/моль, что подтверждает выводы работ [2, 3]. В соответствие с полученными результатами образование водородной связи оказывает небольшое влияние на спектрально-структурные признаки ТФФ. Длина связи $\text{C}_{12}\text{-H}_{15}$ увеличивается на 0.008 \AA , длины связей $\text{P}_{38}\text{-O}_{41}$ и $\text{O}_{41}\text{-C}_{47}$ уменьшились на 0.016 и 0.006 \AA соответственно. Полосы в областях $700\text{--}750$, $860\text{--}880$, $1180\text{--}1220\text{ см}^{-1}$ трансформируются. Соответствующие им колебания группы атомов $\text{P}(\text{OC})_3$ уменьшаются по частоте не более чем на 18 см^{-1} и изменяются по интенсивностям. Образование Н-комплексов играет определяющую роль в формировании структуры полосы в области $3000\text{--}3100\text{ см}^{-1}$ ИК

спектра ТФФ: имеет место небольшое уменьшение частоты валентного колебания $\text{C}_{12}\text{-H}_{15}$ (на $\sim 21\text{ см}^{-1}$) и значительное (более чем в пять раз) увеличение его интенсивности. Частоты и интенсивности других валентных колебаний связей С-Н также изменяются, но в меньшей степени. На колебания фенильных колец, проявляющиеся в других областях ИК спектров ТФФ, водородная связь практически не влияет.

Итоги исследований, результаты которых приведены в данной статье и в работах [1, 26], позволяют сделать вывод обобщающего характера о том, что образцы ТФФ в жидком, аморфном, «глассиал» состояниях и в двух ТК модификациях (моноклинной и гексагональной) являются смесью трех спектрально различимых устойчивых конформеров и их комплексов со слабой водородной связью (димеров и, возможно, тримеров). Их наличие в совокупности определяет вид измеренных ИК спектров.

Список литературы

1. Бабков Л. М., Давыдова Н. А., Ивлиева И. В. ИК спектры трифенилфосфита и их интерпретация на основе молекулярного моделирования // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 1. С. 11–19. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-1-11-19
2. Mei Q., Ghalsasi P., Benmore C. J., Yarger J. L. The local structure of triphenyl phosphite studied using spallation neutron and high-energy X-ray diffraction // J. Phys. Chem. B. 2004. V. 108. P. 20076–20082.
3. Hernandez O. J., Boucekkin A., Hedoux A. Density functional theory study of triphenyl phosphite : molecular flexibility and weak intermolecular hydrogen bonding // J. Phys. Chem. A. 2007. Vol. 111. P. 6952–6958.
4. Wiedersich J., Kudlic K., Gottwald J., Benini G., Roggatz I., Rosser E. On polyamorphism of triphenyl phosphite // J. Phys. Chem. B. 1997. Vol. 101, № 30. P. 5800–5803.
5. Senker J., Sehnert J., Correll S. Microscopic description of the polyamorphic phases of triphenyl phosphite by means of multidimensional solid-state NMR spectroscopy // J. Am. Chem. Soc. 2005. Vol. 127, № 1. P. 337–349.
6. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M., Hernandez O., Derollez P., Dianoux A. J., Foulon M., Lefebvre J. A description of the frustration responsible for a polyamorphism situation in triphenyl phosphate // J. Non-Cryst. Solids. 2002. Vol. 307. P. 637–643.
7. Hedoux A., Denicourt T., Guinet Y., Carpentier L., Descamps M. Conversion of the glacial state into the crystal in triphenyl phosphite // Solid State Communications. 2002. Vol. 122, № 7–8. P. 373–378.
8. Hernandez O., Hédoux A., Lefebvre J., Guinet Y., Descamps M., Papoular R., Masson O. Ab initio structure



- determination of triphenyl phosphite by powder synchrotron X-ray diffraction // *J. Appl. Cryst.* 2002. Vol. 35. P. 212–219.
9. Kivelson D., Tarjus G. Apparent polyamorphism and frustration // *J. Non-Cryst. Solids.* 2002. Vol. 307–310. P. 630–636.
 10. Senker J., Rossler E. Triphenyl phosphite: a candidate for liquid polyamorphism // *Chem. Geol.* 2001. Vol. 174, № 1–3. P. 143–156.
 11. Senker J., Rossler E. Determination of the local disorder in the polyamorphic phases of triphenyl phosphate // *J. Phys. Chem. B.* 2002. Vol. 106, № 31. P. 7592–7595.
 12. Golovanov D. G., Lyssenko K. A., Antipin M. Yu., Vygodskii Y. S., Lozinskaya E. I., Shaplov A. S. Long-awaited polymorphic modification of triphenyl phosphite // *CrystEngComm.* 2005. Vol. 7. P. 465–468.
 13. Johari G. R., Ferrari C. Calorimetric and dielectric investigations of the phase transformations and glass transition of triphenyl phosphite // *J. Phys. Chem. B.* 1997. Vol. 101, № 49. P. 10191–10197.
 14. Dvinskich S., Benini G., Senker J., Vogel M., Wiedersich J., Kudlic K., Rosser E. J. Molecular motion in the two amorphous phases of triphenyl phosphite // *Phys. Chem. B.* 1999. Vol. 103, № 10. P. 1727–1737.
 15. Alba-Simionesco Ch., Tarjus G. Experimental evidence of mesoscopic order in the apparently amorphous glacial phase of the fragile glass former triphenyl phosphite // *Europhysics Letters.* 2000. Vol. 52, № 3. P. 297–303.
 16. Tarjus G., Alba-Simionesco A., Grousson M., Viot P., Kivelson D. Locally preferred structure and frustration in glass-forming liquids: a clue to polyamorphism? // *J. Phys. Cond. Matter.* 2003. Vol. 15, № 11. P. S1077–S1084.
 17. Mizukami M., Kobashi K., Hanaya M., Oguni M. J. Presence of two freezing-in processes concerning α -glass transition in the new liquid phase of triphenyl phosphite and its consistency with “cluster structure” and “intra-cluster rearrangement for α process” models // *Phys. Chem. B.* 1999. Vol. 103, № 20. P. 4078–4088.
 18. Hedoux A., Guinet Y., Derollez P., Hernandez O., Paccou L., Descamps M. Micro-structural investigations in the glacial state of triphenyl phosphite // *J. Non-Cryst. Solids.* 2006. Vol. 352, № 42–59. P. 4994–5000.
 19. Hedoux A., Hernandez O., Lefebvre J., Guinet Y., Descamps M. Mesoscopic description of the glacial state in triphenyl phosphite from x-ray diffraction experiment // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 60. P. 9390–9395.
 20. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M., Benabou A. Raman scattering investigation of the glaciation process in triphenyl phosphite // *J. Phys. Chem. B.* 2000. Vol. 104. P. 11774–11780.
 21. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M. Size dependence of the raman spectra in an amorphous-nanocrystalline mixed phase: the glacial state of triphenyl phosphite // *J. Raman Spectrosc.* 2001. Vol. 32. P. 677–688.
 22. Hedoux A., Guinet Y., Foulon M., Descamps M. Evidence for transient kinetics of nucleation as responsible for the isothermal transformation of supercooled liquid into the glacial state of triphenyl phosphite // *J. Chem. Phys.* 2002. Vol. 116. P. 9374–9382.
 23. Derollez P., Hedoux A., Guinet Y., Lefebvre J., Descamps M., Hernandez O. Micro(nano)structure of the glacial state in triphenyl phosphite (TPP) // *Z. Kristallogr. Suppl.* 2006. Vol. 23. P. 557–562.
 24. Senker J., Rossler E. Triphenyl phosphite: a candidate for liquid polyamorphism // *Chem. Geol.* 2001. Vol. 174. P. 143–156.
 25. Mosses J., Syme C. D., Wynne K. W. Order parameter of the liquid-liquid transition in a molecular liquid // *J. Phys. Chem. Lett.* 2015. Vol. 6. P. 38–43.
 26. Babkov L. M., Baran J., Davydova N. A., Ivlieva I. V., Ponezha E. A., Reznichenko V. Ya. Infrared spectra of triphenyl phosphite and their interpretation on the basis of quantum chemistry calculation // *Ukr. J. Phys.* 2016. Vol. 61, № 6. P. 471–476.
 27. Кон В. Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности // *Успехи физ. наук.* 2002. Т. 172, № 3. С. 335–348. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203e.0336
 28. Попл Дж. А. Квантово-химические модели // *Успехи физ. наук.* 2002. Т. 172, № 3. С. 349–356. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203f.0349
 29. Frisch M. J., Trucks G. W., Schlegel H. B., Scuseria G. E., Robb M. A., Cheeseman J. R., Montgomery J. A., Vreven Jr. T., Kudin K. N., Burant J. C., Millam J. M., Iyengar S. S., Tomasi J., Barone V., Mennucci B., Cossi M., Scalmani G., Rega N., Petersson G. A., Nakatsuji H., Hada M., Ehara M., Toyota K., Fukuda R., Hasegawa J., Ishida M., Nakajima T., Honda Y., Kitao O., Nakai H., Klene M., Li X., Knox J. E., Hratchian H. P., Cross J. B., Adamo C., Jaramillo J., Gomperts R., Stratmann R. E., Yazyev O., Austin A. J., Cammi R., Pomelli C., Ochterski J. W., Ayala P. Y., Morokuma K., Voth G. A., Salvador P., Dannenberg J. J., Zakrzewski V. G., Dapprich S., Daniels A. D., Strain M. C., Farkas O., Malick D. K., Rabuck A. D., Raghavachari K., Foresman J. B., Ortiz J. V., Cui Q., Baboul A. G., Clifford S., Cioslowski J., Stefanov B. B., Liu G., Liashenko A., Piskorz P., Komaromi I., Martin R. L., Fox D. J., Keith T., Al-Laham M. A., Peng C. Y., Nanayakkara A., Challacombe M., Gill P. M. W., Johnson B., Chen W., Wong W., Gonzalez C., Pople J. A. Gaussian 03, Revision B.03. Gaussian Inc., Pittsburgh PA, 2003. 302 p.
 30. Yoshida H., Ehara A., Matsuura H. Density functional vibrational analysis using wavenumber-linear scale factors // *Chem. Phys. Lett.* 2000. Vol. 325, № 4. P. 477–483.
 31. Yoshida H., Takeda K., Okamura J., Ehara A., Matsuura H. A new approach to vibrational analysis of large molecules by density functional theory: wavenumber-linear scaling method // *J. Phys. Chem. A.* 2002. Vol. 106, № 14. P. 3580–3586.
 32. Березин К. В., Нечаев В. В., Кривохижина Т. В. Применение метода линейного масштабирования частот в расчетах нормальных колебаний многоатомных молекул // *Оптика и спектроскопия.* 2003. Т. 94, № 3. С. 398–401.



Образец для цитирования:

Бабков Л. М., Давыдова Н. А., Ивлиева-Перетокина И. В. Влияние водородной связи на структуру и ИК спектр трифенилфосфита // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 132–139. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-132-139>

The Influence of Hydrogen Bond on the Structure and IR Spectrum of Triphenyl Phosphite

L. M. Babkov, N. A. Davydova, I. V. Ivlieva-Peretokina

Lev M. Babkov, <https://orcid.org/0000-0003-3403-3786>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, babkov@sgu.ru

Nadegda A. Davydova, <https://orcid.org/0000-0001-8084-0023>, National Academy of Science of Ukraine, 46 Avenue of Science, Kiev 02000, Ukraine, davydova@iop.kiev.ua

Irina V. Ivlieva-Peretokina, <https://orcid.org/0000-0002-6376-8442>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, irine09@yandex.ru

Background and Objectives: The IR spectra of triphenyl phosphite (TPP) have been measured at temperatures of 12 and 320 K in five phase states: crystalline (monoclinic and hexagonal phases), “glacial”, amorphous and liquid. It is necessary to clarify the effect of hydrogen bonding on the structure and IR spectrum of TPP.

Materials and Methods: The IR spectra were measured on the IFS-88 spectrophotometer using the OPUS software. The spectral resolution was 2 cm^{-1} . The energies, geometrical structures, mechanical and electro-optical parameters of the TPP H-complex represented by dimer were calculated using the density functional theory method B3LYP/6-31G(d) implemented in the Gaussian 03 program package. **Results:** The studies indicate the presence of the weak H-bonding $\text{C}_{12}\text{-H}_{15}\cdots\text{O}_{41}$ between the PO_3 group and benzene ring. The energy of the H-bond is 1.3 kcal/mol . The length of the hydrogen bridge is 2.963 \AA . The dipole moment is 4.5 D . The H-bond only affects the vicinity of the hydrogen bridge. Influence of the H-bond is not significant for the frequencies, but the intensities change more significantly. The presence of the H-bond is confirmed by the changes at $715\text{--}740$, $850\text{--}890$, $1180\text{--}1220$, $3020\text{--}3080\text{ cm}^{-1}$ regions. **Conclusions:** Investigations of the measured IR spectra and the results of computer simulation confirmed the presence of weak H-bond in the TPP samples. With its help, conformers are combined into dimers and trimers. The H-bond affects the structure of the conformer fragment $\text{P}(\text{OC})_3$ and its spectral characteristics (bands at $715\text{--}740$, $850\text{--}890$, $1180\text{--}1220\text{ cm}^{-1}$ regions changes) and changes the shape of the band in the region of stretching vibrations of C – H bonds ($3020\text{--}3080\text{ cm}^{-1}$) bringing it closer to the experimental ones. The TPP samples at liquid, amorphous, “glassial” states and crystal modifications are a mixture of different conformers and H-complexes with weak H-bond (dimers and trimers). The conformers and H-complexes determine the shape of IR spectra in different phase states.

Keywords: triphenyl phosphite, H-complex, dimer, molecular modeling, functional density, IR spectrum, normal vibration, frequency, intensity.

References

1. Babkov L. M., Davydova N. A., Ivlieva I. V. IR spectra of triphenyl phosphite and their interpretation by molecular modeling. *Izv. Saratov. Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 1, pp. 11–19 (in Russian). DOI: [10.18500/1817-3020-2017-17-1-11-19](https://doi.org/10.18500/1817-3020-2017-17-1-11-19)
2. Mei Q., Ghalsasi P., Benmore C. J., Yarger J. L. The local structure of triphenyl phosphite studied using spallation neutron and high-energy X-ray diffraction. *J. Phys. Chem. B*, 2004, vol. 108, pp. 20076–20082.
3. Hernandez O. J., Boucekkine A., Hedoux A. Density functional theory study of triphenyl phosphite: molecular flexibility and weak intermolecular hydrogen bonding. *J. Phys. Chem. A*, 2007, vol. 111, pp. 6952–6958.
4. Wiedersich J., Kudlic K., Gottwald J., Benini G., Roggatz I., Rosser E. On polyamorphism of triphenyl phosphite. *J. Phys. Chem. B*, 1997, vol. 101, no. 30, pp. 5800–5803.
5. Senker J., Sehnert J., Correll S. Microscopic description of the polyamorphic phases of triphenyl phosphite by means of multidimensional solid-state NMR spectroscopy. *J. Am. Chem. Soc.*, 2005, vol. 127, no. 1, pp. 337–349.
6. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M., Hernandez O., Derollez P., Dianoux A. J., Foulon M., Lefebvre J. A description of the frustration responsible for a polyamorphism situation in triphenyl phosphite. *J. Non-Cryst. Solids*, 2002, vol. 307, pp. 637–643.
7. Hedoux A., Denicourt T., Guinet Y., Carpentier L., Descamps M. Conversion of the glacial state into the crystal in triphenyl phosphite. *Solid State Communications*, 2002, vol. 122, no. 7–8, pp. 373–378.
8. Hernandez O., Hédoux A., Lefebvre J., Guinet Y., Descamps M., Papoular R., Masson O. *Ab initio* structure determination of triphenyl phosphite by powder synchrotron X-ray diffraction. *J. Appl. Cryst.*, 2002, vol. 35, pp. 212–219.
9. Kivelson D., Tarjus G. Apparent polyamorphism and frustration. *J. Non-Cryst. Solids*, 2002, vol. 307–310, pp. 630–636.
10. Senker J., Rossler E. Triphenyl phosphite: a candidate for liquid polyamorphism. *Chem. Geol.*, 2001, vol. 174, no. 1–3, pp. 143–156.
11. Senker J., Rossler E. Determination of the local disorder in the polyamorphic phases of triphenyl phosphite. *J. Phys. Chem. B*, 2002, vol. 106, no. 31, pp. 7592–7595.
12. Golovanov D. G., Lyssenko K. A., Antipin M. Yu., Vygodskii Y. S., Lozinskaya E. I., Shaplov A. S. Long-awaited polymorphic modification of triphenyl phosphite. *CrystEngComm.*, 2005, vol. 7, pp. 465–468.
13. Johari G. R., Ferrari C. Calorimetric and dielectric investigations of the phase transformations and glass



- transition of triphenyl phosphite. *J. Phys. Chem. B*, 1997, vol. 101, no. 49, pp. 10191–10197.
14. Dvinskich S., Benini G., Senker J., Vogel M., Wiederlich J., Kudlic K., Rosser E. *J. Molecular motion in the two amorphous phases of triphenyl phosphite. Phys. Chem. B*, 1999, vol. 103, no. 10, pp. 1727–1737.
 15. Alba-Simionesco Ch., Tarjus G. Experimental evidence of mesoscopic order in the apparently amorphous glacial phase of the fragile glass former triphenyl phosphite. *Europhysics Letters*, 2000, vol. 52, no. 3, pp. 297–303.
 16. Tarjus G., Alba-Simionesco A., Grousson M., Viot P., Kivelson D. Locally preferred structure and frustration in glass-forming liquids: a clue to polyamorphism? *J. Phys. Cond. Matter.*, 2003, vol. 15, no. 11, pp. S1077–S1084.
 17. Mizukami M., Kobashi K., Hanaya M., Oguni M. J. Presence of two freezing-in processes concerning α -glass transition in the new liquid phase of triphenyl phosphite and its consistency with “cluster structure” and “intracluster rearrangement for α process” models. *Phys. Chem. B*, 1999, vol. 103, no. 20, pp. 4078–4088.
 18. Hedoux A., Guinet Y., Derollez P., Hernandez O., Paccou L., Descamps M. Micro-structural investigations in the glacial state of triphenyl phosphite. *J. Non-Cryst. Solids*, 2006, vol. 352, no. 42–59, pp. 4994–5000.
 19. Hedoux A., Hernandez O., Lefebvre J., Guinet Y., Descamps M. Mesoscopic description of the glacial state in triphenyl phosphite from x-ray diffraction experiment. *Phys. Rev. B*, 1999, vol. 60, pp. 9390–9395.
 20. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M., Benabou A. Raman scattering investigation of the glaciation process in triphenyl phosphite. *J. Phys. Chem. B*, 2000, vol. 10, pp. 11774–11780.
 21. Hedoux A., Guinet Y., Descamps M. Size dependence of the raman spectra in an amorphous-nanocrystalline mixed phase: the glacial state of triphenyl phosphite. *J. Raman Spectrosc.*, 2001, vol. 32, pp. 677–688.
 22. Hedoux A., Guinet Y., Foulon M., Descamps M. Evidence for transient kinetics of nucleation as responsible for the isothermal transformation of supercooled liquid into the glacial state of triphenyl phosphite. *J. Chem. Phys.*, 2002, vol. 116, pp. 9374–9382.
 23. Derollez P., Hedoux A., Guinet Y., Lefebvre J., Descamps M., Hernandez O. Micro(nano)structure of the glacial state in triphenyl phosphite (TPP). *Z. Kristallogr. Suppl.*, 2006, vol. 23, pp. 557–562.
 24. Senker J., Rossler E. Triphenyl phosphite: a candidate for liquid polyamorphism. *Chem. Geol.*, 2001, vol. 174, pp. 143–156.
 25. Mosses J., Syme C.D., Wynne K.W. Order parameter of the liquid-liquid transition in a molecular liquid. *J. Phys. Chem. Lett.*, 2015, vol. 6, pp. 38–43.
 26. Babkov L. M., Baran J., Davydova N. A., Ivlieva I. V., Ponezha E. A., Reznichenko V. Ya. Infrared spectra of triphenyl phosphite and their interpretation on the basis of quantum chemistry calculation. *Ukr. J. Phys.*, 2016, vol. 61, no. 6, pp. 471–476.
 27. Kohn W. Nobel Lecture: Electronic structure of matter – wave functions and density functionals. *Reviews of Modern Physics*, 1999, vol. 71, no. 5, pp. 1253–1266.
 28. Pople J. Nobel Lecture: Quantum chemical models. *Reviews of Modern Physics*, 1999, vol. 71, no. 5, pp. 1267–1274.
 29. Frisch M. J., Trucks G. W., Schlegel H. B., Scuseria G. E., Robb M. A., Cheeseman J. R., Montgomery J. A., Vreven Jr. T., Kudin K. N., Burant J. C., Millam J. M., Iyengar S. S., Tomasi J., Barone V., Mennucci B., Cossi M., Scalmani G., Rega N., Petersson G. A., Nakatsuji H., Hada M., Ehara M., Toyota K., Fukuda R., Hasegawa J., Ishida M., Nakajima T., Honda Y., Kitao O., Nakai H., Klene M., Li X., Knox J. E., Hratchian H. P., Cross J. B., Adamo C., Jaramillo J., Gomperts R., Stratmann R. E., Yazyev O., Austin A. J., Cammi R., Pomelli C., Ochterski J. W., Ayala P. Y., Morokuma K., Voth G. A., Salvador P., Dannenberg J. J., Zakrzewski V. G., Dapprich S., Daniels A. D., Strain M. C., Farkas O., Malick D. K., Rabuck A. D., Raghavachari K., Foresman J. B., Ortiz J. V., Cui Q., Baboul A. G., Clifford S., Cioslowski J., Stefanov B. B., Liu G., Liashenko A., Piskorz P., Komaromi I., Martin R. L., Fox D. J., Keith T., Al-Laham M. A., Peng C. Y., Nanayakkara A., Challacombe M., Gill P. M. W., Johnson B., Chen W., Wong W., Gonzalez C., Pople J. A. Gaussian 03, Revision B.03. Gaussian Inc., Pittsburgh PA, 2003. 302 p.
 30. Yoshida H., Ehara A., Matsuura H. Density functional vibrational analysis using wavenumber-linear scale factors. *Chem. Phys. Lett.*, 2000, vol. 325, no. 4, pp. 477–483.
 31. Yoshida H., Takeda K., Okamura J., Ehara A., Matsuura H. A new approach to vibrational analysis of large molecules by density functional theory: wavenumber-linear scaling method. *J. Phys. Chem. A*, 2002, vol. 106, no. 4, pp. 3580–3586.
 32. Berezin K. V., Nechaev V. V., Krivochidgina T. V. Application of a method of linear scaling of frequencies in calculations of the normal vibrations of polyatomic molecules. *Optika i Spektroskopiya* [Optics and Spectroscopy], 2003, vol. 94, no. 3, pp. 357–360 (in Russian).

Cite this article as:

Babkov L. M., Davydova N. A., Ivlieva-Peretokina I. V. The Influence of Hydrogen Bond on the Structure and IR Spectrum of Triphenyl Phosphite. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 132–139 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-132-139>



ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.315.592

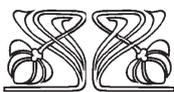
Детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре в условиях сильной пространственной неоднородности электрического поля плазмона

К. В. Машинский, Д. В. Фатеев, В. В. Попов

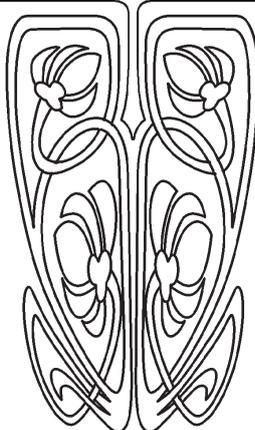
Машинский Константин Викторович, младший научный сотрудник лаборатории фотоники, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, konstantin-m92@yandex.ru

Фатеев Денис Васильевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории фотоники, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, fateevdv@yandex.ru

Попов Вячеслав Валентинович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, glorvv@gmail.com



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ



Теоретически исследовано детектирование терагерцового излучения в пространственно-периодической структуре с пространственно-неоднородным графеном. Для создания пространственной асимметрии и неоднородности графен в каждой элементарной ячейке экранирован двумя металлическими электродами разной ширины и однородным экраном снизу. За счет приложения постоянных электрических напряжений между различными затворными электродами и графеном в элементарной ячейке периодического графена создаются области с электронной и дырочной проводимостями. Решены электродинамическая задача о возбуждении плазмонов в графеновой структуре падающей терагерцовой волной, электростатическая задача о вычислении концентрации носителей в графене в зависимости от установленных напряжений на различных затворах и нелинейная гидродинамическая задача динамики носителей заряда о вычислении выпрямленного тока, индуцированного плазменной волной, в пространственно-периодическом графене. В такой графеновой системе доминирующим механизмом детектирования терагерцового излучения является эффект плазмонного электронно-дырочного храповика. Обнаружено, что выпрямленный ток за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храповика растет с увеличением пространственной неоднородности электрического поля плазмона в графене.

Ключевые слова: плазмон, детектирование, терагерцовое излучение, графен, плазмонный храповик.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-140-145>

Введение

Исследование выпрямления терагерцовых (ТГц) волн в графене показывает увеличение выпрямленного тока в *p-n* графеновых структурах относительно графена, имеющего только *n-* или *p-*тип



проводимости [1]. Участки *p-n* переходов в графене могут быть созданы как химическим, так и электрическим легированием графена [2, 3]. В литературе исследуются следующие физические механизмы выпрямления волн в графеновых структурах: фототермоэлектрический эффект [4], Друде-нагрев носителей ТГц-излучением [5] и нелинейные плазмонные эффекты [6, 7].

В данной работе обсуждаются новые способы увеличения эффективности выпрямления ТГц излучения за счет нелинейных плазмонных эффектов в графене, а именно: влияние сильной пространственной неоднородности электрического поля на плазмонное детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором.

1. Методы исследования

Рассматриваемая графеновая структура (рис. 1) состоит из графена, размещенного на поверхности диэлектрического слоя (SiO_2) толщиной 300 нм, который расположен на проводящей подложке. Над графеном находится металлический двойной решеточный затвор, отделенный от графена изолирующим слоем (Al_2O_3) толщиной

26 нм. Электроды подрешеток затвора смещены относительно друг друга в плоскости в направлении периодичности с целью создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Приложенные постоянные напряжения между электродами решетки и графеном, а также между проводящей подложкой и графеном позволяют контролировать плотность носителей заряда в различных участках графена. Приложенные напряжения могут изменять энергию Ферми носителей заряда в графене таким образом, что части графена могут иметь как электронную, так и дырочную проводимость. Нормально падающая на структуру ТГц электромагнитная волна, электрическое поле которой поляризовано поперек полосок решетки, возбуждает высшие пространственные гармоники решетки, которые, в свою очередь, возбуждают плазмонные моды в графене. Нелинейные свойства динамики носителей заряда в графене приводят к возникновению выпрямленного электрического тока, текущего в направлении поляризации падающей волны. Этот эффект усиливается при возбуждении плазмонных резонансов в периодической графеновой структуре.

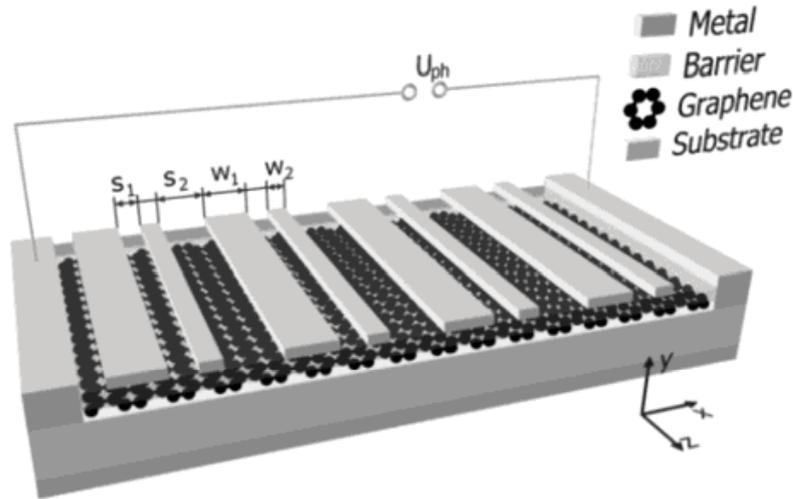


Рис. 1. Схематическое изображение графеновой структуры с двойным решеточным затвором с нижним затвором

Fig 1. Schematic view of the dual-grating gate graphene structure with back gate

Для описания нелинейной динамики носителей заряда в графене методом теории возмущений решены уравнения гидродинамики: уравнение непрерывности и уравнение баланса импульса носителей заряда [6]

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(NV)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial(\varepsilon_F V)}{\partial t} + V \frac{\partial(\varepsilon_F V)}{\partial x} = -|e|v_F^2 E_x - \gamma \varepsilon_F V, \end{cases} \quad (1)$$



где $E_{x,\omega}(x,t)$ – компонента электрического поля плазмона в плоскости графена, $V(x,t)$ и $N(x,t)$ – гидродинамические скорость носителей заряда и их концентрация, ε_F и v_F – энергия и скорость Ферми носителей заряда в графене, e – элементарный заряд ($e < 0$ для электронов и $e > 0$ для дырок), γ – скорость релаксации импульса. Правоприменимость гидродинамического подхода для описания коллективных плазмонных явлений в терагерцовом частотном диапазоне рассмотрена, например, в работе [8].

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 2k_B T}{\pi \hbar (\gamma - i\omega)} \ln \left(2 \operatorname{ch} \left(\frac{\varepsilon_F}{2k_B T} \right) \right) + \frac{e^2}{4\hbar} G \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) - \frac{e^2 \omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon) - G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon, \quad (2)$$

$$G(\xi) = \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{\xi}{k_B T} \right)}{\operatorname{ch} \left(\frac{\varepsilon_F}{k_B T} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{\xi}{k_B T} \right)},$$

где ω – частота падающей ТГц волны, k_B – постоянная Больцмана, \hbar – постоянная Планка, $T = 300$ К – температура. Равновесное пространственное распределение энергии Ферми носителей заряда в элементарной ячейке графена получено путем решения электростатических уравнений с учетом эффекта квантовой емкости графена [11].

$$j_0 = - \frac{|e^3| v_F^2}{2\hbar \pi \omega \gamma (\omega^2 + \gamma^2)} \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \operatorname{sgn}(e(x)) \operatorname{Re} \left[\left(\omega - i \frac{\gamma}{2} \right) E_{x,\omega}(x) \frac{\partial (E_{x,\omega}(x))^*}{\partial x} \right] dx, \quad (3)$$

где L – пространственный период структуры, $E_{x,\omega}(x)$ – амплитуда электрического поля плазмона в плоскости графена. Детектирование ТГц излучения в периодической структуре графена может происходить за счет двух различных физических механизмов. Одним из физических механизмов является выпрямление ТГц излучения за счет эффекта дифференциального увлечения плазмонных носителей в графене [12]. Другой механизм выпрямления ТГц излучения – это эффект плазмонного электронно-дырочного храповика. Эффект плазмонного храповика возникает в пространственно-периодическом графене, когда нелинейные стационарные токи электронной конвекции противоположного направления, возникающие в графене благодаря пространственной асимметрии электрического поля плазмона, перестают уравновешивать друг друга [13]. Выпрямление

Электрические поля плазмонов в структуре графена вычислялись с использованием самосогласованного электродинамического подхода, основанного на решении интегральных уравнений, формируемых относительно колеблющихся токов на проводящих элементах элементарной ячейки структуры графена [9]. Для описания линейного отклика графена на ТГц осциллирующее электрическое поле использовались выражения для проводимости графена [10]

Решение гидродинамических уравнений движения носителей заряда в графене (1) методом теории возмущений, путем разложения энергии носителей заряда, их скорости и плотности электрического тока по степеням действующего электрического поля позволяет получить выражение для расчета выпрямленного тока в структуре графена [6]:

ТГц излучения за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храповика возможно только в том случае, если разные участки графена в элементарной ячейке имеют разные типы проводимости [6]. Такое распределение зарядов в элементарной ячейке периодической структуры графена может быть достигнуто приложением различных постоянных потенциалов к различным затворам структуры. Тогда элементарная ячейка графеновой структуры будет иметь n - p - n переход. В этом случае в ТГц диапазоне частот доминирует эффект плазмонного электронно-дырочного храповика. Раскладывая электрические поля в периодической системе в пространственный ряд Фурье и используя выражение (3), можно получить выражение для вычисления выпрямленного тока за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храповика



$$j_0^{rt} = -\frac{|e^3|v_F^2}{\hbar^2\pi\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \frac{4}{\gamma L} [\text{sgn}(e_1) - \text{sgn}(e_2)] \times \text{Re} \left[\left(i\omega + \frac{\gamma}{2} \right) \sum_p \sum_{p \neq p'} E_{x,\omega,p} E_{x,\omega,p'}^* \frac{p'}{p-p'} \sin \left(\pi(p-p') \frac{w_2}{L} \right) \exp \left(i\pi(p-p') \frac{s_1-s_2}{L} \right) \right], \quad (4)$$

где $E_{x,\omega,p}$ – пространственная Фурье-гармоника электрического поля $E_{x,\omega}$, (p – целое число), e_2 – заряд носителей в графене под затвором w_2 , e_1 – заряд носителей в остальной части элементарной ячейки графеновой структуры. Вместе с зависимостью от геометрической асимметрии структуры графена результирующий выпрямленный ток (4) зависит от неоднородности плазмонного электрического поля в графене в соответствии с фактором $\sum_p \sum_{p \neq p'} E_{x,\omega,p} E_{x,\omega,p'}^*$.

2. Результаты и их обсуждение

Расчеты выпрямленного тока выполнены для структуры графена с двойным решеточным затвором с параметрами: $w_1 = 1$ мкм, $w_2 = 0.25$ мкм, $s_1 = 0.625$, $s_2 = 0.125$, напряжение на нижнем затворе $U_{bg} = 40$ В, напряжение на подрешетке $w_1 - U_{w1} = 1$ В и $\tau = 1$ пс.

Выпрямленный ток, вычисленный с помощью выражения (3), растет вблизи плазмонного резонанса в графеновой структуре (рис. 2). Выбранный набор постоянных напряжений на затворах U_{bg} и U_{w1} создает электронный тип проводимости в элементарной ячейке структуры за исключением части графена под затвором w_2 . Повышение постоянного напряжения U_{w2} изменяет равнове-

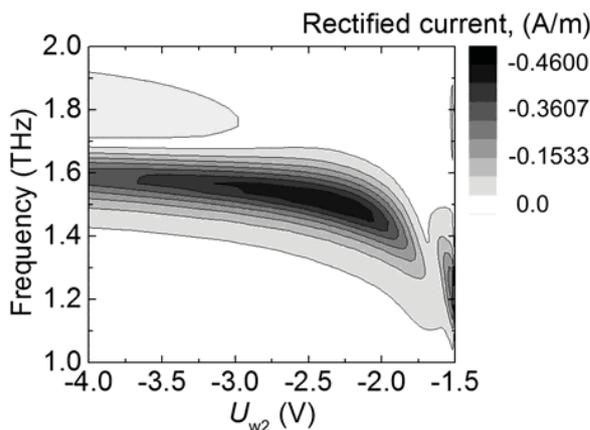


Рис. 2. Зависимость выпрямленного тока от частоты и постоянного напряжения U_{w2} между подрешеткой w_2 и графеном

Fig. 2. Dependence of the rectified current on the frequency and dc gate voltage U_{w2} at the sub grating w_2

ную концентрацию носителей заряда в участках графена, расположенных под полосками решетки w_2 , что приводит к изменению спектрального состава (рис. 3) возбуждаемой плазмонной моды в графеновой структуре. Растущее количество и амплитуда значимых в вычислениях Фурье-гармоник электрического поля свидетельствуют о росте пространственной неоднородности электрического поля плазмона в графене. Тем самым происходит рост выпрямленного тока за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хвостика в соответствии с выражением (4) (см. рис. 2).

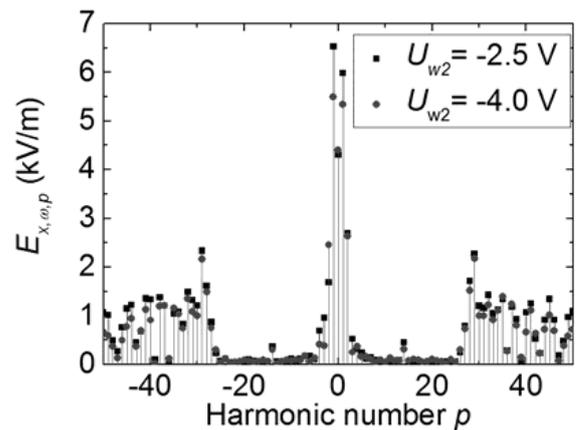


Рис. 3. Спектральный состав возбужденной плазмонной моды в графеновой структуре на частоте 1.537 ТГц для различных затворных напряжений U_{w2}

Fig. 3. Spectral composition of the excited plasmon mode of the graphene structure at frequency 1.537 THz for different gate voltages U_{w2}

Заключение

В данной работе выяснено, что возбуждение плазмонных мод с сильно неоднородным электрическим полем приводит к повышению эффективности детектирования за счет плазмонного электронно-дырочного хвостика в графене.

Список литературы

1. Alonso-González P., Nikitin A. Y., Gao Y., Woessner A., Lundberg M. B., Principi A., Forcellini N., Yan W., Vélaz S., Huber A. J., Watanabe K., Taniguchi T., Casa-



- nova F., Hueso L. E.* Acoustic terahertz graphene plasmons revealed by photocurrent nanoscopy // *Nature Nanotechnology*. 2017. Vol. 12. P. 31–36. DOI: 10.1038/NNANO.2016.185
2. *Williams J. R., DiCarlo L., Marcus C. M.* Quantum hall effect in a gate-controlled *p-n* junction of graphene // *Science*. 2007. Vol. 317. P. 638–641. DOI: 10.1126/science.1144657
 3. *Lohmann T., von Klitzing K., Smet J. H.* Four-terminal magneto-transport in graphene *p-n* junctions created by spatially selective doping // *Nano Letters*. 2009. Vol. 9. P. 1973–1979. DOI: 10.1021/nl900203n
 4. *Koppens F. H. L., Mueller T., Avouris P., Ferrari A. C., Vitiello M. S., Polini M.* Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems // *Nature Nanotechnology*. 2014. Vol. 9. P. 780–793. DOI: 10.1038/NNANO.2014.215
 5. *Freitag M., Low T., Avouris Ph.* Increased responsivity of suspended graphene photodetectors // *Nano Letters*. 2013. Vol. 13. P. 1644–1649. DOI: 10.1021/nl4001037
 6. *Fateev D. V., Mashinsky K. V., Popov V. V.* Terahertz plasmonic rectification in a spatially periodic graphene // *Applied Physics Letters*. 2017. Vol. 110. P. 061106. DOI: 10.1063/1.4975829
 7. *Машинский К. В., Фатеев Д. В., Попов В. В.* Плазмонное детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2015. Т. 15, вып. 4. С. 10–12. DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-4-10-12
 8. *Tomadin A., Polini M.* Theory of the plasma-wave photoresponse of a gated graphene sheet // *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 88. P. 205426. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.205426
 9. *Полищук О. В., Фатеев Д. В., Попов В. В.* Усиление терагерцового излучения в плазмонной *n-i-p-i*-структуре на основе графена с инъекцией носителей заряда // *Физика и техника полупроводников*. 2017. Т. 51, вып. 11. С. 1514–1519. DOI: 10.21883/FTP.2017.11.45102.16
 10. *Falkovsky L. A., Varlamov A. A.* Space-time dispersion of graphene conductivity // *The European Physical Journal B*. 2007. Vol. 56, iss. 4. P. 281–284. DOI: 10.1140/epjb/e2007-00142-3
 11. *Liu M.-H.* Theory of carrier density in multigated doped graphene sheets with quantum correction // *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 87. P. 125427. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.125427
 12. *Olbrich P., Kamann J., Konig M., Munzert J., Tutsch L., Eroms J., Weiss D., Liu M.-H., Golub L. E., Ivchenko E. L., Popov V. V., Fateev D. V., Mashinsky K. V., Fromm F., Seyller T., Ganichev S. D.* Terahertz ratchet effects in graphene with a lateral superlattice // *Phys. Rev. B*. 2016. Vol. 93. P. 075422. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.075422
 13. *Popov V. V.* Terahertz rectification by periodic two-dimensional electron plasma // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 102. P. 253504. DOI: 10.1063/1.4811706

Образец для цитирования:

Машинский К. В., Фатеев Д. В., Попов В. В. Детектирование терагерцового излучения в графеновой структуре в условиях сильной пространственной неоднородности электрического поля плазмона // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 140–145. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-140-145>

Detection of Terahertz Radiation in Graphene Structure under Conditions of Strong Spatial Inhomogeneity of the Plasmon Electric Field

K. V. Mashinsky, D. V. Fateev, V. V. Popov

Konstantin V. Mashinsky, <https://orcid.org/0000-0002-0724-6391>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, fateevdv@yandex.ru

Denis V. Fateev, <https://orcid.org/0000-0003-1406-5385>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, fateevdv@yandex.ru

Viacheslav V. Popov, <https://orcid.org/0000-0003-1303-6443>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, glorvv@gmail.com

Background and Objectives: Research of terahertz (THz) wave rectification in graphene shows the increase of the rectified current in *p-n* graphene structures relatively to graphene having only *n*- or *p*-type of conductivity. The *p-n* junctions in graphene may be created

by both a chemical or electrical doping of graphene. There were discussed several physical mechanisms for wave rectification in graphene structures, that are the photothermoelectric effect, Drude heating of carriers by THz radiation and nonlinear plasmonic effects. **Methods:** The detection of terahertz radiation in a spatially periodic structure with spatially inhomogeneous graphene is theoretically investigated. To create spatial asymmetry and inhomogeneity, graphene in each unit cell is screened by two metal electrodes with different widths and a uniform gate at the bottom. Due to the application of dc electrical voltages between the different gate electrodes and graphene in the unit cell of periodic graphene the areas with electron and hole conductivities are created. We solved the electromagnetic problem of plasmon excitation in the graphene structure by an incident terahertz wave, the electrostatic problem of calculating the carrier density in graphene depending on the set dc voltages at different gates, and the nonlinear hydrodynamic problem of charge carrier dynamics on calculating the rectified current induced by the plasma wave in spatially periodic graphene. **Results:** In such a graphene system, the dominant mechanism for detecting terahertz radiation is the plasmon electron-hole ratchet effect. It has been found that due to the effect of the plasmon electron-hole ratchet, the rectified current increases with increasing spatial inhomogeneity of the electric field of plasmon in graphene.

Key words: plasmon, rectification, terahertz radiation, graphene, plasmon ratchet.



References

1. Alonso-González P., Nikitin A. Y., Gao Y., Woessner A., Lundberg M. B., Principi A., Forcellini N., Yan W., Vézé S., Huber A. J., Watanabe K., Taniguchi T., Casanova F., Hueso L. E. Acoustic terahertz graphene plasmons revealed by photocurrent nanoscopy. *Nature Nanotechnology*, 2017, vol. 12, pp. 31–36. DOI: 10.1038/NNANO.2016.185
2. Williams J. R., DiCarlo L., Marcus C. M. Quantum hall effect in a gate-controlled p - n junction of graphene. *Science*, 2007, vol. 317, pp. 638–641. DOI: 10.1126/science.1144657
3. Lohmann T., von Klitzing K., Smet J. H. Four-terminal magneto-transport in graphene p - n junctions created by spatially selective doping. *Nano Letters*, 2009, vol. 9, pp. 1973–1979. DOI: 10.1021/nl900203n
4. Koppens F. H. L., Mueller T., Avouris P., Ferrari A. C., Vitiello M. S., Polini M. Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems. *Nature Nanotechnology*, 2014, vol. 9, pp. 780–793. DOI: 10.1038/NNANO.2014.215
5. Freitag M., Low T., Avouris Ph. Increased responsivity of suspended graphene photodetectors. *Nano Letters*, 2013, vol. 13, pp. 1644–1649. DOI: 10.1021/nl4001037
6. Fateev D. V., Mashinsky K. V., Popov V. V. Terahertz plasmonic rectification in a spatially periodic graphene. *Applied Physics Letters*, 2017, vol. 110, pp. 061106. DOI: 10.1063/1.4975829
7. Mashinsky K. V., Fateev D. V., Popov V. V. Plasmonic rectification of terahertz radiation in a grating-gated graphene. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2015, vol. 15, iss. 4, pp. 10–12 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-4-10-12
8. Tomadin A., Polini M. Theory of the plasma-wave photoresponse of a gated graphene sheet. *Phys. Rev. B*, 2013, vol. 88, pp. 205426. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.205426
9. Polischuk O. V., Fateev D. V., Popov V. V. Amplification of terahertz radiation in a plasmon n - i - p - i graphene structure with charge-carrier injection. *Semiconductors*, 2017, vol. 51, no. 11, pp. 1460–1465. DOI: 10.1134/S1063782617110240
10. Falkovsky L. A., Varlamov A. A. Space-time dispersion of graphene conductivity. *The European Physical Journal B*, 2007, vol. 56, iss. 4, pp. 281–284. DOI: 10.1140/epjb/e2007-00142-3.
11. Liu M.-H. Theory of carrier density in multigated doped graphene sheets with quantum correction. *Phys. Rev. B*, 2013, vol. 87, pp. 125427. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.125427
12. Olbrich P., Kamann J., König M., Munzert J., Tutsch L., Eroms J., Weiss D., Liu M.-H., Golub L. E., Ivchenko E. L., Popov V. V., Fateev D. V., Mashinsky K. V., Fromm F., Seyller T., Ganichev S. D. Terahertz ratchet effects in graphene with a lateral superlattice. *Phys. Rev. B*, 2016, vol. 93, pp. 075422. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.075422
13. Popov V. V. Terahertz rectification by periodic two-dimensional electron plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, vol. 102, pp. 253504. DOI: 10.1063/1.4811706

Cite this article as:

Mashinsky K. V., Fateev D. V., Popov V. V. Detection of Terahertz Radiation in Graphene Structure under Conditions of Strong Spatial Inhomogeneity of the Plasmon Electric Field. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 140–145 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-140-145>

МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

УДК 530

Время в основных динамических уравнениях физики

В. И. Цой

Цой Валерий Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, tsoyvi@info.sgu.ru

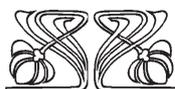
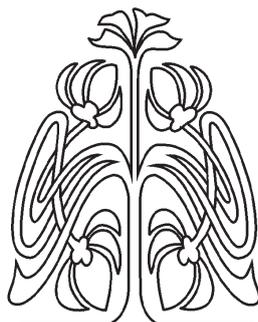
Уравнения классической динамики и другие динамические уравнения движения допускают решения с обратным течением времени и не содержат явного запрета на обратное время. С другой стороны, физические теории необратимых процессов согласуются с запретом на обратное течение времени. В данной статье сделана попытка найти такой запрет также и в динамических уравнениях движения. Наряду с преобразованием инверсии времени вместе с инверсией импульсов рассмотрено преобразование с инверсией времени вместе с обратным движением по траектории в фазовом пространстве. Рассмотрены уравнения для нерелятивистского и релятивистского движения классической частицы, уравнение Шредингера для нерелятивистской квантовой частицы, уравнения Максвелла для свободного электромагнитного поля. Сделан вывод, что обратное движение по фазовой траектории с изменением направления времени невозможно. Рассмотрен специальный пример превращения обратимого движения в необратимое движение, как с переходом к статистическому поведению, так и с сохранением динамического характера движения.

Ключевые слова: обратимость и необратимость движения, динамика и статистика, необратимость времени.

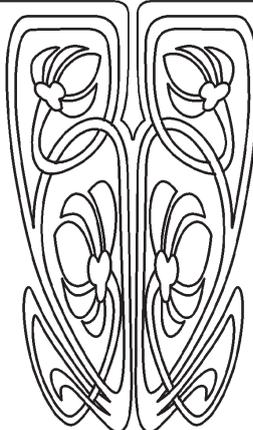
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152>

Введение

Из-за того что классические уравнения движения инвариантны относительно преобразований, при которых в обратной временной последовательности воспроизводятся конфигурации описываемой системы (траектории частиц, интенсивности волн), есть трудность в согласовании этого обстоятельства с тем, что время бесповоротно течет из известного прошлого в неизвестное будущее. Одна из точек зрения по этому вопросу была высказана А. Эйнштейном в дискуссии с В. Ритцем по поводу того, что волновые уравнения допускают решения не только с запаздывающими, но и с опережающими потенциалами [1]. Ритц полагал, что отбор только запаздывающих решений можно использовать для обоснования необратимости и второго начала термодинамики. По мнению Эйнштейна, решения с опережающими потенциалами не следует отбрасывать, так как они позволяют вычислять волновое поле по совокупности процессов поглощения. С его точки зрения необратимость покоится на вероятностных основах, не затрагивающих обратимость элементарных процессов.



МЕТОДИЧЕСКИЙ
ОТДЕЛ





К этому же относится проблема, возникшая при статистическом обосновании возрастания энтропии Л. Больцманом [2]: каким образом в системе из многих частиц утрачивается обратимость и возникает необратимость. Предполагается, например, что обоснование возрастания энтропии, указывающего на необратимость, можно искать в квантовой механике. Хотя само по себе уравнение Шредингера допускает инвариантное преобразование с изменением знака времени, измерения характеристик квантовой системы приводят к необратимым изменениям ее состояний и придают времени выделенное направление [3]. Другой подход, нацеленный на объединение динамики и термодинамики путем возведения второго начала термодинамики в динамический принцип, развит И. Пригожиным [4]. С фазовыми плотностями, непрерывно эволюционирующими по законам классической механики, сопоставляются фазовые плотности, изменение которых носит вероятностный характер. Для неустойчивых динамических движений удается найти такие пары осуществляющих подобные сопоставления преобразований, которым соответствует возрастание микроскопической энтропии при движении с противоположными направлениями времени. Таким образом, можно рассмотреть динамическое движение как внутренне случайное, а затем воспользоваться энтропией для отбора направления времени.

Широко использовалась также точка зрения, согласно которой обратимые уравнения механики излишне идеализируют реальность. Реальное описание системы частиц в механическом смысле не полно и обратимые уравнения для частицы в системе сталкивающихся частиц должны быть дополнены стохастическими членами, которые делают уравнения необратимыми (послесловие Ю. Л. Климонтовича в книге [4]).

Но надо учитывать, что преобразования с инверсией времени позволяют обосновать многие важные закономерности в физике. Например, с их помощью объясняются особенности симметрии кинетических коэффициентов Онсагера [3], детали в систематизации квантовых состояний и в правилах отбора квантовых переходов [5], обратное черенковское излучение и обратный эффект Доплера [6].

Таким образом, с одной стороны, физические теории необратимых процессов содержат указание на одностороннее течение времени. С другой стороны, теории обратимых процессов позволяют успешно применять преобразования с

инверсией времени для динамически устойчивых движений, но формально не содержат явного запрета на обратное время. В данной статье сделана попытка найти такой запрет.

1. Обратимость изменения конфигураций при инверсии времени

1.1. В механике классической частицы обратимость уравнений движения означает их инвариантность по отношению к такому преобразованию координат $\mathbf{q} = (x, y, z)$ и импульсов $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ с инверсией времени t , что частица совершает возвратное движение по траектории $\mathbf{q}(t)$:

$$t' = -t, \quad \mathbf{q}' = \mathbf{q}, \quad \mathbf{p}' = -\mathbf{p}. \quad (1)$$

Действительно, для частицы с массой m в потенциальном поле $W(\mathbf{q})$ гамильтониан, определяемый формулой

$$H(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \mathbf{p}^2/2m + W(\mathbf{q}), \quad (2)$$

сохраняет свою форму, $H'(\mathbf{p}', \mathbf{q}') = H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$. Вместе с этим сохраняют форму канонические уравнения движения. Согласно соотношениям (1) и (2) имеем:

$$\begin{aligned} d\mathbf{q}'/dt' &= -d\mathbf{q}/dt = -\partial H/\partial \mathbf{p} = \\ &= -\mathbf{p}/m = \mathbf{p}'/m = \partial H'/\partial \mathbf{p}', \end{aligned} \quad (3)$$

$$d\mathbf{p}'/dt' = d\mathbf{p}/dt = -\partial H/\partial \mathbf{q} = -\partial H'/\partial \mathbf{q}'. \quad (4)$$

Следовательно, возвратное движение (1) разрешено законом движения. При этом происходит движение по прежним точкам траектории, однако с противоположными импульсами, т.е. через другие состояния. В фазовом пространстве точек (\mathbf{p}, \mathbf{q}) вычерчивается другая фазовая траектория. По словам Ю. Л. Климонтовича (цит. по: [4, с. 291]), «речь идет фактически о возможности «возвращения домой» – в исходное положение R_0 , но с обратными импульсами $-P_0$ ».

1.2. В релятивистской механике функция Гамильтона описывается формулой [7]

$$H(p_i, x^i) = c\sqrt{m^2 c^2 + p^2} - mc^2 + W(x^i), \quad (5)$$

где $i = 0, 1, 2, 3$ – индексы времени ($i = 0$) и пространственных координат ($i = \alpha = 1, 2, 3$); $W(x^i)$ – потенциальная функция.

Здесь компоненты 4-радиус вектора x^i и 4-импульса p^i определяются формулами

$$\begin{aligned} x^i &= ct, x, y, z, \quad x_i = g_{ik} x^k = ct, -x, -y, -z, \\ p^i &= mc\gamma, mv^1\gamma, mv^2\gamma, mv^3\gamma, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский



множитель; v^α – 3-вектор скорости частицы; $p^2 = \sum p^\alpha p^\alpha = -p^\alpha p_\alpha$ – квадрат 3-импульса. Инверсия времени (1) принимает, в более удобных для рассматриваемого случая обозначениях, вид:

$$\tilde{x}^0 = -x^0, \quad \tilde{x}^\alpha = x^\alpha, \quad \tilde{p}^0 = p^0, \quad \tilde{p}^\alpha = -p^\alpha. \quad (7)$$

Относительно этой инверсии гамильтониан (5) инвариантен, $\tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i) = H(p_i, x^i)$, и инвариантны канонические уравнения:

$$d\tilde{x}^\alpha/d\tilde{x}^0 = -dx^\alpha/dx^0 = -\partial H(p_i, x^i)/\partial c p_\alpha = -p^\alpha/mc\gamma = \tilde{p}^\alpha/mc\gamma = \partial \tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i)/\partial c \tilde{p}_\alpha, \quad (8)$$

$$d\tilde{p}^\alpha/d\tilde{x}^0 = dp^\alpha/dx^0 = -\partial H(p_i, x^i)/\partial c x^\alpha = -\partial \tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i)/\partial c \tilde{x}^\alpha. \quad (9)$$

Получаем, что релятивистское возвратное движение по траектории с изменением знака импульса (7) разрешено уравнениями движения (8), (9).

1.3. Частица с кинетическим импульсом \mathbf{p}_{mech} и электрическим зарядом e в электромагнитном поле с векторным потенциалом \mathbf{A} описывается каноническим импульсом [7,8]

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{mech} + e\mathbf{A}/c. \quad (10)$$

При инверсии времени (1), $t' = -t$, $\mathbf{p}' = -\mathbf{p}$, в соответствии с выражением (10), электрическая напряженность, $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial ct$, не меняется, тогда как магнитная напряженность, $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, меняет знак. В случае квазистатического поля изменение знака магнитного поля означает изменение знака создающего его тока, т.е. импульса носителей тока. В итоге картина влияния инверсии времени на заряженную частицу не отличается по существу от картины для незаряженной частицы.

В случае свободного оторвавшегося от источника излучения уравнения Максвелла

$$(1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t = \text{rot } \mathbf{B}, \quad (11)$$

$$(1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t = -\text{rot } \mathbf{E}, \quad (12)$$

также инвариантны относительно инверсии $t' = -t$, $\mathbf{B}' = -\mathbf{B}$. Однако изменение знака магнитного поля с сохранением знака электрического поля означает, что меняют направление на противоположное плотность импульса $\mathbf{g} = (1/4\pi c)(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ и плотность потока энергии $\mathbf{S} = (c/4\pi)(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$. Таким образом, при такой инверсии времени события в электромагнитном поле заключаются в изменении состояний $(\mathbf{E}, -\mathbf{B})$, отличающихся от состояний (\mathbf{E}, \mathbf{B}) при естественном течении времени. Обратное движение

волн по законам электродинамики возможно, но не приводит к детальному возвращению в исходное состояние, как и в случае обратного движения частицы по траектории.

1.4. В квантовой механике эволюция волновой функции ψ определяется не зависящим от времени гамильтонианом \mathbf{H} в картине Шредингера

$$i\hbar(\partial\psi/\partial t) = \mathbf{H}\psi. \quad (13)$$

Уравнение Шредингера инвариантно относительно преобразования с инверсией времени вместе с комплексным сопряжением волновой функции [5]:

$$t' = -t, \quad \psi'(t') = \psi^*(t). \quad (14)$$

Поскольку волновая функция ψ полностью описывает квантовое состояние, можно сразу заметить, что преобразование (14) не возвращает систему в точности к исходному состоянию. Более отчетливо это можно увидеть, рассматривая эволюцию конфигурации – плотности вероятности $\psi^*\psi$ наблюдения частицы. Воспользуемся вытекающим из уравнения Шредингера уравнением непрерывности

$$\partial(\psi^*\psi)/\partial t = -\text{div } \mathbf{j}, \quad (15)$$

где $\mathbf{j} = (i\hbar/2m)(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$ – плотность потока вероятности.

При обращении времени (14) как изменение плотности вероятности, так и направление потока вероятности меняют знак. Это означает, что конфигурация вероятности повторяется в обратном порядке, но образуется посредством состояний с измененным направлением потока.

2. Необратимость изменения состояний при инверсии времени

2.1. Формальная обратимость во времени уравнений движения на самом деле указывает на возможность такого реального движения в реальном времени, при котором конфигурации (координаты на траектории, интенсивности поля) физической системы появляются в обратной последовательности, как уже говорилось выше. Эту обратимость нельзя связывать буквально с описанием движения в прошлое. Скорее движение в прошлое должно было бы полностью повторять состояния, в частности, не только траекторию частицы в реальном пространстве, но и фазовую траекторию в пространстве состояний.

Построим преобразование к обращенной фазовой траектории классической частицы в виде



$$\forall (\mathbf{p}'(t'), \mathbf{q}'(t')) \exists (t, d\tau > 0) : [(\mathbf{p}'(t'), \mathbf{q}'(t')) = (\mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t))] \wedge \wedge [(\mathbf{p}'(t' + d\tau), \mathbf{q}'(t' + d\tau)) = (\mathbf{p}(t - d\tau), \mathbf{q}(t - d\tau))]. \quad (16)$$

Это преобразование выделяет те точки на фазовой траектории, в которых частица регистрируется как по часам, отсчитывающим время в будущее, так и по часам, отсчитывающим время в прошлое. При этом элементарный сдвиг по ходу времени отображается величиной $d\tau > 0$, а сдвиг против хода времени – величиной $(-d\tau < 0)$. При движении вспять по фазовой траектории за время $dt' = d\tau = -dt$ изменения координаты и импульса выражаются соотношениями

$$d\mathbf{q}' = (d\mathbf{q}'/dt')(d\tau) = d\mathbf{q} = (d\mathbf{q}/dt)(-d\tau), \quad (17)$$

$$d\mathbf{p}' = (d\mathbf{p}'/dt')(d\tau) = d\mathbf{p} = (d\mathbf{p}/dt)(-d\tau). \quad (18)$$

Согласно этим соотношениям движение могло бы происходить вспять во времени и вспять по фазовой траектории при условиях

$$d\mathbf{q}'/dt' = -d\mathbf{q}/dt, \quad d\mathbf{p}'/dt' = -d\mathbf{p}/dt. \quad (19)$$

Гамильтониан (5) симметричен относительно рассматриваемого преобразования (16), $H'(\mathbf{p}'(t'), \mathbf{q}'(t')) = H(\mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t))$, но уравнения движения не инвариантны относительно такой инверсии времени, так как

$$\begin{aligned} d\mathbf{q}'/dt' &= -d\mathbf{q}/dt = -\partial H/\partial \mathbf{p} = \\ &= -\mathbf{p}/m = -\mathbf{p}'/m = -\partial H/\partial \mathbf{p}', \end{aligned} \quad (20)$$

$$d\mathbf{p}'/dt' = -d\mathbf{p}/dt = \partial H/\partial \mathbf{q} = \partial H/\partial \mathbf{q}', \quad (21)$$

$$\begin{aligned} (d^2\mathbf{q}'/dt'^2) &= (d/dt')(-\partial H/\partial \mathbf{p}') = \\ &= (d/dt')(-\mathbf{p}'/m). \end{aligned} \quad (22)$$

В таком обратном движении скорость (20) направлена против импульса, а ускорение (22) направлено против силы.

Как видно из соотношений (20), (21), они представляли бы собой уравнения движения, если бы гамильтониан был антисимметричен, если бы $H'(\mathbf{p}'(t'), \mathbf{q}'(t')) = -H(\mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t))$. Но тогда кинетическая энергия обращенного движения должна была бы стать парадоксально отрицательной.

Таким образом, по классическим законам движения невозможно перемещение частицы вспять по траектории $\mathbf{q}' = \mathbf{q}$ и вспять по времени $dt' = -dt$ через состояния $(\mathbf{q}', \mathbf{p}') = (\mathbf{q}, \mathbf{p})$.

Фазовая точка с течением времени вычерчивает фазовую траекторию, нигде «не осаживая» назад.

2.2. Чтобы проследить за обратным перемещением по фазовой траектории релятивистской частицы, перепишем преобразование (16) в более удобных для этого случая обозначениях:

$$\begin{aligned} \forall (\tilde{p}^\alpha(\tilde{t}), \tilde{x}^\alpha(\tilde{t})) \exists (t, d\tau > 0) : \\ [(\tilde{p}^\alpha(\tilde{t}), \tilde{x}^\alpha(\tilde{t})) = (p^\alpha(t), x^\alpha(t))] \wedge \\ \wedge [(\tilde{p}^\alpha(\tilde{t} + d\tau), \tilde{x}^\alpha(\tilde{t} + d\tau)) = \\ = (p^\alpha(t - d\tau), x^\alpha(t - d\tau))]. \end{aligned} \quad (23)$$

На отрезке времени $d\tilde{t} = d\tau = -dt$ по часам, отсчитывающим время в прошлое, изменения координаты и импульса частицы равны

$$d\tilde{x}^\alpha = (d\tilde{x}^\alpha/d\tilde{t})(d\tau) = dx^\alpha = (dx^\alpha/dt)(-d\tau), \quad (24)$$

$$d\tilde{p}^\alpha = (d\tilde{p}^\alpha/d\tilde{t})(d\tau) = dp^\alpha = (dp^\alpha/dt)(-d\tau). \quad (25)$$

Видно, что движение вспять во времени ($d\tilde{t} = -dt$) и вспять по фазовой траектории могло бы происходить при условиях

$$d\tilde{x}^\alpha/d\tilde{t} = -dx^\alpha/dt, \quad d\tilde{p}^\alpha/d\tilde{t} = -dp^\alpha/dt. \quad (26)$$

Гамильтониан (5) симметричен относительно рассматриваемой инверсии, $\tilde{H}(\tilde{p}_i, \tilde{x}^i) = H(p_i, x^i)$. Поэтому получаем для скорости частицы и действующей на нее силы при движении в прошлое равенства

$$\begin{aligned} d\tilde{x}^\alpha/d\tilde{t} &= -dx^\alpha/dt = -\partial H/\partial p_\alpha = \\ &= -p^\alpha/(m\gamma) = -\tilde{p}^\alpha/(m\gamma) = -\partial \tilde{H}/\partial \tilde{p}_\alpha, \end{aligned} \quad (27)$$

$$d\tilde{p}^\alpha/d\tilde{t} = -dp^\alpha/dt = \partial H/\partial x^\alpha = \partial \tilde{H}/\partial \tilde{x}^\alpha. \quad (28)$$

Эти соотношения отличаются от канонических уравнений Гамильтона противоположными знаками в правых частях уравнений, как и в нерелятивистском случае. Таким образом, в релятивистской механике частицы движение вспять по фазовой траектории также невозможно.

2.3. Изменения электромагнитного поля (\mathbf{E}, \mathbf{B}) при обратном течении времени можно рассмотреть с помощью преобразования, аналогичного преобразованию (16), в виде



$$\forall(\mathbf{E}'(t'), \mathbf{B}'(t')) \exists(t, dt > 0) :$$

$$[(\mathbf{E}'(t'), \mathbf{B}'(t')) = (\mathbf{E}(t), \mathbf{B}(t))] \wedge [(\mathbf{E}'(t' + dt), \mathbf{B}'(t' + dt)) = (\mathbf{E}(t - dt), \mathbf{B}(t - dt))]. \quad (29)$$

На отрезке времени $dt' = dt = -dt$, направленном в прошлое, изменения электрического и магнитного поля определяются величинами

$$d\mathbf{E}' = (\partial\mathbf{E}'/\partial t')(dt) = d\mathbf{E} = (\partial\mathbf{E}/\partial t)(-dt), \quad (30)$$

$$d\mathbf{B}' = (\partial\mathbf{B}'/\partial t')(dt) = d\mathbf{B} = (\partial\mathbf{B}/\partial t)(-dt), \quad (31)$$

т.е. движение могло бы происходить вспять во времени ($dt' = -dt$) и вспять по состояниям $(\mathbf{E}', \mathbf{B}') = (\mathbf{E}, \mathbf{B})$ при условиях $\partial\mathbf{E}'/\partial t' = -\partial\mathbf{E}/\partial t$, $\partial\mathbf{B}'/\partial t' = -\partial\mathbf{B}/\partial t$. Используя эти условия и уравнения Максвелла (11), (12), получим равенства:

$$(1/c)\partial\mathbf{E}'/\partial t' = -rot \mathbf{B}', \quad (32)$$

$$(1/c)\partial\mathbf{B}'/\partial t' = rot \mathbf{E}'. \quad (33)$$

Эти соотношения отличаются от уравнений Максвелла знаками правых частей, т.е. уравнения Максвелла в этом случае нарушаются. Движение вспять по состояниям электромагнитных волн невозможно, как и движение частиц вспять по фазовым траекториям частиц.

2.4. Обратимся к вопросу об инвариантности уравнения Шредингера (13) относительно обращенного во времени изменения состояний, т.е. изменения волновой функции. Соответствующее преобразование запишем в виде

$$\forall \psi'(t') \exists(t, dt > 0) : [\psi'(t') = \psi(t)] \wedge [\psi'(t' + dt) = \psi(t - dt)]. \quad (34)$$

На отрезке времени $dt' = dt = -dt$, направленном в прошлое, изменение волновой функции равно

$$d\psi' = (\partial\psi'/\partial t')(dt) = d\psi = (\partial\psi/\partial t)(-dt), \quad (35)$$

т.е. должно соблюдаться условие $\partial\psi'/\partial t' = -\partial\psi/\partial t$. Согласно этому условию, с учетом уравнения Шредингера (13), при обратном течении времени должно выполняться равенство

$$i\hbar(\partial\psi'/\partial t') = -i\hbar(\partial\psi/\partial t) = -H\psi = -H'\psi. \quad (35)$$

В этом равенстве отрицательный знак правой части нарушает уравнение Шредингера. К этому можно добавить, что нарушается также уравнение непрерывности для квантовой плотности вероятности. Согласно соотношениям (15),

(34), (35), нетрудно получить соотношение

$$\partial(\psi^*\psi)/\partial t' = -\partial(\psi^*\psi)/\partial t = div \mathbf{j} = div \mathbf{j}'. \quad (36)$$

Это соотношение отличается от уравнения непрерывности знаком в правой части.

Таким образом, уравнение движения квантовой частицы, как и уравнение движения классической частицы, не допускает точного обратного во времени движения по состояниям частицы.

Заключение

Если принять вытекающий из уравнений движения запрет на обратное течение времени из-за невозможности обратить движение с детальным воспроизведением всех параметров состояния, то представления, связанные с направленностью времени и причинностью, можно дополнить. Положение о том, что направленность времени отражается в физике только в необратимых процессах, затрудняет интерпретацию решений обратимых динамических уравнений с инверсией времени. Но приняв доводы, согласно которым решения обратимых уравнений изначально, по свойствам самих уравнений, описывают движение только с однонаправленным временем, решение с формальной инверсией времени нужно рассматривать как возможность соответствующего движения в реальном времени. При этом обратное изменение конфигураций в реальном времени показывает, что необратимость процессов не тождественна необратимости времени.

Сказанное можно проиллюстрировать следующим специальным примером. Пусть частицы уложены одним слоем на одной из стенок прямоугольного ящика с идеально отражающими стенками. В рамках, дозволенных уравнениями движения, будем считать массу ящика столь большой, что он остается неподвижным. Примем, что внешние поля не действуют, а частицы находятся на расстояниях, меньших радиуса взаимодействия. Придадим частицам направленные перпендикулярно к стенке импульсы равной величины. Появившееся движение подчиняется обратимым уравнениям, и одновременное изменение всех импульсов на противоположные импульсы при отражении от



противоположной стенки приведет к обратному движению по нормали с повторением в обратном порядке распределений частиц.

Однако если первоначально придать частицам импульсы неодинаковой величины, желательным таким образом, чтобы промежутки времени от начала движения до возвращения каждой из частиц были взаимно простыми величинами, обратимое изменение конфигурации не состоится. Каждая из частиц будет двигаться по обратимой прямолинейной траектории в соответствии с классической динамикой, но частицы после отражения не будут воспроизводить конфигурации, в которых они были до отражения. Таким образом, движение по обратимым уравнениям может стать необратимым.

Другое превращение обратимого движения в необратимое движение произойдет, если сделать отражающую стенку неплоской или произвольно изменить направления начальных импульсов. Частицы начнут двигаться по траекториям, на которых возможны столкновения. Столкновения между частицами не описываются динамическими уравнениями, как и необходимые для столкновений сечения. Динамическое поведение системы сменяется статистическим поведением. Уже после первого столкновения частиц возможность одновременной смены знака импульса всех частиц и обратного движения к первоначальной конфигурации исчезает, движение становится необратимым.

Следует также упомянуть о теориях, в основу которых кладется требование невозможности движения из настоящего в прошлое или к настоящему из будущего (примером может служить теория восприимчивостей [5]). Хотя достаточным основанием к наложению этого

требования служит уже обычный человеческий и общенаучный опыт, важно, что динамические уравнения движения сами устанавливают необратимость времени.

В заключение подчеркнем, что внутренняя необратимость времени в динамических уравнениях вовсе не запрещает поиска различных движений с помощью преобразований, использующих формальную инверсию времени. Более того, в данной статье рассмотрены только элементарные замкнутые системы с сохраняющейся энергией и сохраняющимся числом нераспадающихся частиц. В системах с оттоком либо притоком энергии, а также в системах физики высоких энергий вопросы пространственно-временного описания обратимых и необратимых процессов многократно усложняются, так что проблема необратимости движения на уровне элементарных законов не снимается.

Список литературы

1. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов : в 3 т. М. : Наука, 1966. Т. 3. 632 с.
2. *Давыдов Б. И.* Великий физик (К 50-летию со дня смерти Людвиг Больцмана) // УФН. 1957. Т. 61. С. 17–22. DOI: 10.3367/UFNr.0061.195701c.0017
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика (часть 1). М. : Наука, 1976. 584 с.
4. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. М. : КомКнига, 2006. 328 с.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М. : Наука, 1989. 768 с.
6. *Пафомов В. Е.* Переходное излучение и черенковское излучение // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1853–1858.
7. *Маделунг Э.* Математический аппарат физики. М. : ГИФМЛ, 1981. 618 с.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теории поля. М. : Наука, 1988. 510 с.

Образец для цитирования:

Цой В. И. Время в основных динамических уравнениях физики // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 146–152. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152>

Time in Basic Dynamic Equations of Physics

V. I. Tsoy

Valery I. Tsoy, <https://orcid.org/0000-0001-8055-4385>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, tsoyvi@info.sgu.ru

Background and Objectives: It is known that the dynamic equations of motion do not suppress the reverse flow of time. On the other hand, the physical theories of irreversible processes

are consistent with the fact that time goes in one direction. This article attempts to find a forbiddance on the inverse of time in the dynamic equations of motion. **Methods:** Both inversion of time together with momentum inversion and time inversion together with reverse movement along a trajectory in phase space are considered. The equations for non relativistic and relativistic classical particles, the Schrodinger equation for a quantum particle, and the Maxwell equations for a free electromagnetic field are studied. **Conclusion:** It is concluded that the backward movement along the phase trajectory with a reversed time is impossible. A special example of the transformation of reversible motion to irreversible



motion shows that there are both a transition to statistical behavior and a dynamic irreversible motion.

Keywords: reversibility and irreversibility of motion, dynamics and statistics, irreversibility of time.

References

1. Einstein A. *Sobranie nauchnykh trudov, tom 3* [Collection of scientific works, vol. 3]. Moscow, Nauka Publ., 1962. 632 p. (in Russian).
2. Davydov B. I. The great Physicist (Semcentenary from Ludwig Boltzmann Death-day). *UFN*, 1957, vol. 61, pp. 17–22 (in Russian). DOI: 10.3367/UFNr.0061.195701c.0017
3. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Statisticheskaya fizika (chast 1)* [The Statistical Physics (part 1)]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 584 p. (in Russian).
4. Prigozhin I. *Ot suchshestvuyuchshego k voznikayuchshemu* [From Being to Arising]. Moscow, KomKniga Publ., 2006. 328 p. (in Russian).
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Kvantovaya mekhanika* [The Quantum Mechanics]. Moscow, Nauka Publ., 1989. 768 p. (in Russian).
6. Pafomov V. E. Transition Radiation and Cerenkov Radiation. *Soviet Physics JETP*, 1959, vol. 36, pp. 1321–1324.
7. Madelung E. *Matematicheskii apparat fiziki* [The Mathematical Instrument of Physics]. Moscow, GIFML Publ., 1981. 618 p. (in Russian).
8. Landau L. D., Lifshitz E. M. *The classical theory of fields*. Oxford, Pergamon Press, 1971. 374 p.

Cite this article as:

Tsoy V. I. Time in Basic Dynamic Equations of Physics. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 146–152 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-146-152>



ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Шестой съезд русских физиков в Саратове (15 августа 1928 г.)

Д. А. Усанов, В. М. Аникин

Усанов Дмитрий Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, UsanovDA@info.sgu.ru

Аникин Валерий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, декан, заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, AnikinVM@info.sgu.ru

Заключительное заседание первого в истории России «плавающего» VI съезда русских физиков, пленарные доклады которого проводились в волжских университетских городах, состоялось 15 августа 1928 г. в Саратове. В Большой физической аудитории Саратовского университета выступили будущий лауреат Нобелевской премии немецкий физик Макс Борн, голландский физико-химик Антон Е. Ван Аркель, профессор Немецкого университета Карла-Фердинанда в Праге Филипп Франк. Своеобразным «ремейком» съезда 1928 г. стало проведение в Саратове 28 июня 2012 г. заключительного заседания XX Международного симпозиума «Наноструктуры: физика и технология», руководимого лауреатом Нобелевской премии Ж. И. Алфёровым.

Ключевые слова: Шестой съезд русских физиков, Международный симпозиум «Наноструктуры: физика и технология», «децентрализация» физики, Саратовский университет.

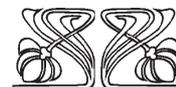
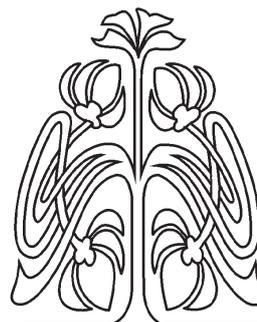
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-153-161>

Введение

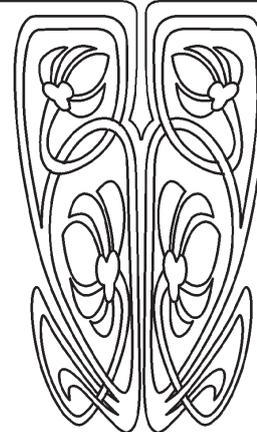
В августе 1928 г. в России был проведен Шестой съезд русских физиков. Он был необычен по формату организации – был «передвижным». Его участники после пяти дней заседаний в Москве плыли по Волге на пароходе «Алексей Рыков» от Нижнего Новгорода до Сталинграда с остановкой для лекций в университетских городах. Съезд отличался и представительным составом участников (как отечественных, так и зарубежных), в числе которых были шесть будущих лауреатов Нобелевской премии [1].

Съезд проводился по инициативе руководителя Российской ассоциации физиков (РАФ) Абрама Федоровича Иоффе, академика АН СССР, в то время директора Государственного физико-технического радиологического института (ГФТРИ). В своем ходатайстве о созыве съезда, направленном в Физико-математическое отделение Академии наук СССР, А. Ф. Иоффе так обосновывал передвижную форму «волжского» съезда:

«Устраивая пленарные заседания с обзорными докладами в ряде университетских центров, расположенных на Волге: Нижнем Новгороде, Казани, Саратове, предполагается более углубленную научную работу вести на пароходе с участием научного актива и ряда выдающихся иностранных ученых, выразивших согласие



ПРИЛОЖЕНИЯ





принять участие в этом съезде. Большое просветительное и научное значение такого съезда вряд ли нуждается в разъяснении»¹.

Послереволюционная Российская ассоциация физиков (РАФ) во главе с Абрамом Федоровичем Иоффе была создана в феврале 1919 г.; тогда в Петрограде был проведен «нулевой» съезд, имевший организационный характер. До 1928 г. было проведено 5 съездов русских физиков: первый – в сентябре 1920 г. в Москве, второй – в 1921 г. в Киеве, третий – 17–21 сентября 1922 г. в Нижнем Новгороде (на базе Нижегородской лаборатории, созданной осенью 1918 г. по прямому указанию В. И. Ленина, увидевшего в ней прежде всего огромный пропагандистский потенциал), четвертый – 15–20 сентября 1924 г. в Ленинграде (председатель съезда – академик П. П. Лазарев, распорядительный председатель съезда – А. Ф. Иоффе; заслушано 170 докладов; один зарубежный участник – П. Эренфест), пятый – в декабре 1926 г. в Москве (800 участников, около 200 докладов [2]).

Шестой съезд 1928 г. оказался заключительным, проведенным под эгидой РАФ. Информация о нем была помещена в зарубежных и отечественных научных изданиях [2–5], а также в воспоминаниях участников съезда [6–12].

В 1930 г. была создана Всесоюзная ассоциация физиков, и с 19 по 24 августа того же года в Одессе (на базе Физического института) прошел первый Всесоюзный физический съезд. Он проходил в формате поездки по Черному морю по маршруту Одесса – Батуми – Одесса [6, с. 46]. Этот съезд и стал в СССР последним мероприятием такого рода.

В статье излагаются события, имеющие отношение к заключительному заседанию съезда, которое прошло 15 августа 1928 г. в Большой физической аудитории Физического института, а также к повторившему маршрут Шестого съезда XX Международному симпозиуму «Наноструктуры: физика и технология» под руководством лауреата Нобелевской премии Ж. И. Алфёрова.

Участники VI съезда русских физиков

В своей статье о Шестом съезде [2] С. И. Вавилов так определял значимость научных съездов:

«...Какова цель съездов? Научные работы своевременно публикуются в полном виде в журналах, следовательно, информационное значение

¹ Архив АН СССР. Ф. 2. Оп. 1 (1928). № 120. Л. 10–10 об. (данные канд. ист. наук Н. Я. Московченко).

съездов незначительно². Но у съездов есть одно ничем не заменимое преимущество. Наука творится живыми людьми, помимо итогов есть перспективы и планы дальнейшей работы; о намерениях и планах, разумеется, не публикуют, но они нужнее всего для одновременной целесообразной работы исследователей в разных местах и странах. Встреча исследователей, личное общение, выяснение и координирование дальнейшей работы на фоне итогов – такова главная цель и преимущество научного съезда. Но каким образом выделить именно эту сторону съезда, как создать условия для живого, непринужденного обмена мнениями, не прерываемого председательским звонком и дожидаящимся очереди докладчиком?»³

<...> В связи с этим новый VI съезд, по предложению акад. А. Ф. Иоффе, решили устроить на пароходе. Многим такое решение показалось тогда фантастическим и неосуществимым. Но теперь, post factum, всем участникам стало ясно, что идея «плавучего» съезда оказалась практичной и удачной. На борту парохода, в общих каютах, на палубе – без торопливости, естественно и свободно велись разговоры и дискуссии по самым острым вопросам сегодняшнего дня в физике; за несколько дней путешествия участники смогли договориться до конца; здесь возникали планы совместных работ, физики разных мест и стран успели основательно переизнакомиться друг с другом».

Всего же на съезде было заслушано до 200 [1, 2] пленарных и секционных докладов. Было проведено не менее 20 секционных заседаний, проходивших по 10 направлениям: молекулярная физика, оптика, электромагнетизм, теоретическая физика, физическая химия, рентгеновские лучи, акустика, биофизика, геофизика, техническая физика.

Общее же число участников достигло 400 человек, в том числе: из Москвы – 143, из Ленинграда – 83, из периферийных вузов – 154 участника [2, 4]. На съезде присутствовал 21 физик из Германии, Англии, Франции, Голландии, США, Польши и Чехословакии. Впоследствии 6 участников VI съезда русских физиков были удостоены нобелевских премий:

² Контрпример – выступление Николая Ивановича Вавилова, родного брата Сергея Ивановича, с докладом «Закон гомологических рядов в наследственной изменчивости», сделанный 4 июня 1920 г. в Большой физической аудитории Физического института Саратовского университета на III Всероссийском съезде по селекции и семноводству.

³ В этой же статье С. И. Вавилов сравнивает многочисленные съезды с «вавилонским столпотворением в науке».



Оуэн Уилланс Ричардсон (1879–1959), лауреат Нобелевской премии по физике за 1928 г. (вручена в 1929 г.) «за исследование явлений термоэмиссии и прежде всего за открытие закона, носящего его имя» [13];

Поль Адриен Морис Дира́к (1902–1984), лауреат Нобелевской премии по физике 1933 г. «за разработки новых, перспективных форм атомной теории» (совместно с Э. Шредингером) [13] (выступил с докладом «Über die Quantenmechanik des Elektrons»);

Петер Йозеф Вильгельм Дебай (1884–1966), лауреат Нобелевской премии по химии 1936 г. «за вклад, который он внес в наши знания о структуре молекул своими исследованиями дипольных моментов, а также дифракции рентгеновских лучей и электронов в газах» [13] (на съезде выступил с докладом «Über die leitfähigkeit der starken Elektrolyte»);

Макс Борн (1882–1970), лауреат Нобелевской премии по физике 1954 г. «за фундаментальные работы в области квантовой механики и прежде всего за статистическую интерпретацию волновых функций»⁴ [13] (выступил с докладом «Über statistische Deutung der Quantenmechanik»);

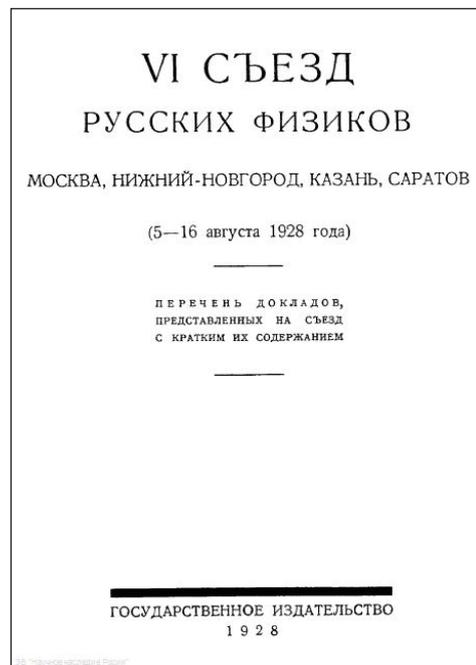
Николай Николаевич Семёнов (1896–1986), лауреат Нобелевской премии по химии 1956 г. «за исследование механизма химических реакций» (совместно с английским ученым Сирилом Норманом Хиншелвудом, который выдвинул его на Нобелевскую премию еще в 1946 г. [13]; выступил с докладом «Взрывные реакции в газах»);

Лев Давидович Ландау (1908–1968), лауреат Нобелевской премии по физике 1962 г. «за пионерскую теорию конденсированных сред, прежде всего жидкого гелия»; на съезде представил доклады «Магнитный электрон в волновой механике», «Основания квантовой статистики» (первый автор – Д. Д. Иваненко), «Принцип причинности в современной физике» (первый автор – Д. Д. Иваненко).

Подводя итоги съезда, С. И. Вавилов, секретарь его организационного комитета, писал: «О настоящих результатах съезда, мы узнаем только в будущем, влияние его должно сказаться на характере научной работы русских физиков» [2]. Шестой съезд русских физиков – и по организации, и по качеству представленных докладов – получил высокую оценку его участников.

⁴ Вторая часть премии по физике за 1954 г. присуждена В. Боте «за разработку метода совпадений и открытия, сделанные с его помощью» [13].

И спустя 90 лет можно утверждать, что отечественные ученые были тогда в тренде развития мировой науки, а в ряде направлений занимали откровенно лидирующие позиции, которые развивали в последующем.



Титульный лист научной программы VI съезда русских физиков
Title page of the scientific program of the VI Congress of Russian physicists

Хроника работы съезда [1–5]

Москва, 4 августа 1928 г. Открытие съезда. Приветствия от имени зарубежных и отечественных участников. Товарищеская встреча.

Москва, 5 августа 1928 г. Первое пленарное заседание: доклад Ч. Бялбжеского, доклады по волновой природе материи (А. Ф. Иоффе, Д. Д. Иваненко и Л. Д. Ландау, Я. И. Френкель). Секционные заседания.

Москва, 6 августа 1928 г. Второе пленарное заседание. Доклады Р. Ладенбурга, Г. С. Ландсберга и Л. И. Мандельштама (об открытии комбинационного рассеяния света), П. Принсгейма (об «эффекте Рамана–Ландсберга–Мандельштама» в растворах и кристаллах), С. Пеньковского, Т. П. Кравца. Секционные заседания.

Москва, 7 августа 1928 г. Третье пленарное заседание. Доклады о генерации и распространении ультракоротких электромагнитных волн (В. И. Романов, Г. В. Потапенко, Д. А. Рожанский, Б. А. Введенский и др.). Посещение Физического института МГУ. Секционные заседания.



Москва, 8 августа 1928 г. Четвертое пленарное заседание. Доклады П. Дебая, П. П. Лазарева, Н. Н. Семёнова. Секционное заседание по биофизике и агрофизике.

Москва, 9 августа 1928 г. Заключительное заседание. Решение о «децентрализации физики». Отъезд на поезде в Нижний Новгород.

Нижний Новгород, 10 августа 1928 г. Размещение на пароходе «Алексей Рыков». Доклады Г. Льюиса, Ф. Франка в Нижегородском университете (бывшей Духовной семинарии). Прогулка по городу и набережной у места слияния Волги и Оки. Отплытие в Казань.

Казань, 11 – 12 августа 1928 г. Приветствие профессора В. А. Ульянина. Доклады А. Ф. Иоффе и Р. Поля, Р. фон Мизеса в Актовом зале Казанского университета. Посещение лабораторий Казанского университета. Культурная программа. Прием в Правительстве республики.

Пароход «Алексей Рыков». 11, 13 и 14 августа 1928 г. Доклады П. Дебая (о теории молекулярных диполей), Г. Льюиса (о природе химических связей), П. Дирака, Р. Поля, А. Ф. Иоффе, Я. И. Френкеля (по волновой механике). Научные дискуссии. Остановки на отдых.

Саратов. 15 августа 1928 г.

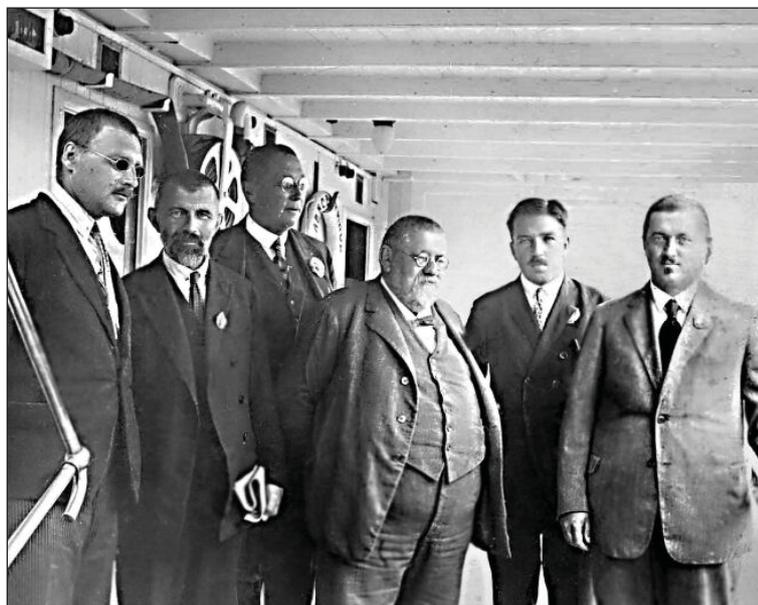
В Саратовском университете участников съезда встречал талантливый ученик великого Петра Николаевича Лебедева профессор Констан-

тин Александрович Леонтьев, член организационного комитета съезда [14]. Здесь от профессора Георгия Николаевича Свешникова прибывшие услышали приветствие на латинском языке. К иностранным гостям были «прикомандированы» студенты, владевшие иностранными языками. В числе таких студентов был и студент Московского университета Дмитрий Зёрнов, сын первого заведующего кафедрой физики и первого декана физико-математического факультета Саратовского университета Владимира Дмитриевича Зёрнова, магистранта П. Н. Лебедева.

В программе саратовского заседания были доклады профессора Гёттинггенского университета Макса Борна «Über statistische Deutung der Quantenmechanik», сотрудника химической лаборатории фирмы Phillips в Эйндховене Антона Е. ван Аркеля «Untersuchungen an Kristallen», профессора Немецкого университета Карла-Фердинанда в Праге Филиппа Франка «Über die Frage der Anschaulichkeit in der Quantummechanik».

Участники съезда из Германии в этот день посетили Республику немцев Поволжья. Интересная природная деталь упомянута в письме П. Дирака И. Е. Тамму: «В Саратове весь день лил дождь, что бывает редко в этой местности» [10, с.29].

Итоги съезда и пребывания в Саратове описал Я. И. Френкель в письме к родителям [8, с. 228–229]:



С. И. Вавилов (второй справа) и К. Шеель (в центре) с участниками VI съезда русских физиков на палубе парохода «Алексей Рыков» (фото из архива профессора В. И. Калинина, Саратовский университет)

S. I. Vavilov (second from right) and K. Scheel (center) with participants of the VI Congress of Russian physicists on the deck of the steamer «Alexey Rykov» (photo from the archive of Professor V. I. Kalinin, Saratov University)



«Саратов, 15 августа 1928 г.

...Мы имели возможность любоваться Волгой во всей ее красе (особенно захватывающей при вечерней и утренней заре), а также купаться несколько раз в день в ее теплых водах у мягких песчаных отмелей. Вчера, например, пароход с этой целью был остановлен в пустынной местности против великолепного естественного пляжа, где человек 60, если не больше, ныряли, плавали, фыркали и т.п. в течение нескольких часов. Среди купальщиков были такие почтенные личности, как Иоффе, Дарвин и Дебай. Жаль, что сцена осталась неснятой. Время на пароходе летит быстро и оживленно. Так много интересных людей, с которыми полезно или приятно побеседовать или поболтать; много веселой молодежи, в обществе которой засиживаешься до поздней ночи или, вернее, до раннего утра. При таких условиях сосредоточить свои мысли на письме – дело нелегкое.

Начал я это письмо утром – в аудитории Саратовского университета, перед докладами. Продолжаю в 8 часов вечера на пароходе, куда только что вернулся. Вокруг меня в маленьком салоне шум голосов, бряцание пианино, одним словом посторонние звуки, отвлекающие внимание. А у себя в каюте писать нельзя вследствие скудости освещения. В результате чувствую себя совершенно растерянным перед грудой материала, которую можно было бы изложить на досуге.

Сегодня, несколько часов назад, съезд был закрыт. Подводя итоги 11 дней, прошедших с его открытия, следует признать, что идея А. Ф. Иоффе о передвижном съезде в общем и целом себя оправдала. Если и были некоторые недостатки, то они обуславливались неудачным выбором докладов на «провинциальных» заседаниях – особенно в Нижнем и отчасти в Саратове⁵. В открытых заседаниях для большой аудитории нужно делать лишь доклады популярного или полупопулярного характера. Сколько-нибудь сложные доклады остаются для огромного большинства подобной аудитории совершенно недоступными. Зато закрытые заседания на пароходе оказываются чрезвычайно интересными и полезными для «актива» съезда. Нас на пароходе было 200 человек. Из них активных участников вместе с иностранцами не более 50 человек. На открытых же заседаниях присутствовало 400–500 человек, имеющих по

⁵ «Камешек в огороде» Макса Борна, испестрившего две доски с движущимся покрытием в Большой физической аудитории выкладками по матричной квантовой механике.

большой части довольно слабое отношение к физике, особенно современной. Совершенно ясно, что для этих трех сортов «съездовцев» необходима соответствующая им пища».

«Децентрализация» физики

На последнем заседании съезда в Москве 9 августа 1928 г. было принято выдвинутое академиком А. Ф. Иоффе предложение о «децентрализации» физических исследований, т. е. о создании и поддержке научных центров в крупных географически «провинциальных» городах по решению специализированных задач, имеющих прикладное значение. На съезде было также отмечено, что кроме создания «провинциальных» научно-исследовательских учреждений требуется «безотлагательная материальная помощь университетским лабораториям». Так, в своем отчете о съезде [2] С. И. Вавилов писал:

«...Нельзя промолчать о том, что благополучие царит только в центрах, и то главным образом в исследовательских институтах. Научная работа при высших школах, особенно в провинции, пребывает доселе в крайне тяжелых условиях. Разговоры с провинциальными участниками съезда, а также посещение приволжских городов раскрывают печальную картину нищенского материального обеспечения физических лабораторий. В прекрасном физическом институте Саратовского университета средства позволяют вести работу только с приборами, которые можно добыть в магазинах «Всё для радио»⁶; молодой Нижегородский университет оборудован совершенно недостаточно для научной работы; старый, знаменитый Казанский университет живет остатками прежнего имуществва.

Нужно удивляться изобретательности и энергии физиков, работающих в провинции, не дающих угаснуть научному исследованию при таких условиях».

Следует отметить, что вскоре идея «децентрализации» физики в стране стала успешно реализовываться. Взаимосвязь между фундаментальными и прикладными аспектами науки находила свое выражение и в организации педагогической деятельности А. Ф. Иоффе [15]. Триединство науки, образования и производства А. Ф. Иоффе обозначил ёмкой фразой: «Знания должны приобретаться параллельно с разработкой изобретений, с исследовательской работой» [16, с. 503].

⁶ В 1924–1925 гг. К. А. Леонтьев неоднократно командировался в Москву для приобретения радиодеталей.



Саратов. 28 июня 2012 г.

28 июня 2012 г. в Саратове пошло заключительное заседание XX Международного симпозиума «Наноструктуры: физика и технология», посвященного достижениям в области физики и технологий, а также применению твердотельных и органических наноструктур в производстве. Инициатором и руководителем симпозиума был лауреат Нобелевской премии по физике 2000 г. за развитие полупроводниковых гетероструктур для высокоскоростной оптоэлектроники академик Ж. И. Алфёров. Интересная организационная деталь: симпозиум «воспроизвел» «плавающую» форму организации и маршрут VI съезда русских физиков. Кстати, в своей нобелевской лекции Ж. И. Алфёров сразу же подчеркнул, что «систематические исследования полупроводников были начаты еще в 1930-е годы в Физико-техническом институте под прямым руководством его основателя – Абрама Федоровича Иоффе» [17, с. 1072].

Как отмечается на сайте Фонда поддержки образования и науки (Алфёровский фонд, <http://alferov-fond.ru>), в работе симпозиума приняли участие 117 ведущих ученых из 11 стран, которые представили 138 докладов по следующим направлениям [18]: экситоны в наноструктурах, инфракрасные и микроволновые явления в наноструктурах, металлические наноструктуры, наноструктуры и науки о живом, микрорезонаторы и фотонные кристаллы, приборы на основе наноструктур, методы исследования нанострук-

тур, технология наноструктур, наноструктуры на основе широкозонных материалов, спиновые явления в наноструктурах, квантовые ямы и квантовые точки, наноструктуры на основе Si-Ge.

Симпозиум 2012 г. «передвигался» на четырехпалубном теплоходе «Фёдор Шаляпин» с проведением пленарных докладов в Нижнем Новгороде, Казани, Самаре и Саратове, проходивших в зданиях правительств регионов. В Саратове с докладами выступили профессор Герхард Абшрайтер (Gerhard Abschreiter, Германия), Клод Вайсбуш (Claude Weisbush, Франция), Грегори Луис Тимп (Gregory Louis Timp, США).

В Саратовском университете участники симпозиума, включая академиков РАН Ж. И. Алфёрова, Ю. В. Гуляева, Ю. Н. Кульчина, Р. А. Суриса, Ю. К. Пожелу, посетили Большую физическую аудиторию [19] и лабораторию «Метаматериалы» (научный руководитель – С. А. Никитов), в которой реализован проект по изучению физических свойств искусственных фотонных кристаллов. При анализе физических процессов в наноструктурах, создаваемых технологическим путем, ученые должны изначально ориентироваться на решение практических задач, на создание приборов с совершенными характеристиками.

Проведение симпозиума по одному из актуальных направлений современной физики по сценарию съезда физиков в 1928 г. с близкими по духу инновационными целями и задачами естественно рассматривать как продолжение лучших традиций отечественной науки.



Ж. И. Алфёров знакомится с работой ближнеполевого сканирующего СВЧ микроскопа, созданного в Саратовском государственном университете (защищен патентами РФ)
Zh. I. Alferov acquainted with the work of the near-field scanning microwave microscope created at Saratov State University (protected by patents of the Russian Federation)



Послесловие

Ю. А. Пирогов, доктор физико-математических наук, профессор, профессор физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Статья посвящена выдающемуся событию в жизни физической науки Советской России, сыгравшему важнейшую роль в развитии нашей фундаментальной науки, университетского образования и прикладных научных исследований. Даже теперь непросто указать другие столь же авторитетные научные собрания, в которых, как на VI съезде русских физиков, принимали бы в таком количестве участие звезды Нобелевской величины, определившие научный облик физики XX века. На корабле «Алексей Рыков» и в университетских аудиториях Москвы, Нижнего Новгорода, Казани и Саратова, где проходили заседания съезда, в непринужденной товарищеской обстановке обсуждались зарождающиеся в то время основы волновой (квантовой) теории, молекулярной физики, физической химии, технических аспектов физического поиска.

Сейчас мы пользуемся основополагающими законами Ричардсона, Дирака, Борна, Дебая, работаем с выдающимися последователями школ Семёнова и Ландау. Это нобелевские лауреаты, а ведь на пароходе «Алексей Рыков» были и другие, пусть и не столь «остепененные» ученые, но также создававшие фундамент современной физики: инициатор «плавучего» съезда А. Ф. Иоффе, будущий президент АН СССР С. И. Вавилов, автор протон-нейтронной модели атомного ядра Д. Д. Иваненко, Р. Поль, Я. И. Френкель и многие другие светила науки.

Список литературы

1. Шестой съезд русский физиков. Москва, Нижний Новгород, Казань Саратов (5–16 августа 1928 г.). Перечень докладов, представленных на съезд с кратким их содержанием. М. : Госиздат, 1928. 62 с.
2. Вавилов С. И. Шестой съезд русских физиков // Научное слово. 1928. № 8. С. 95–101.
3. Кравец Т. П. VI Всесоюзный съезд физиков // Природа. 1928. № 10. С. 914–920.
4. Born M. VI Kongreß der Assoziation der russischen Physiker // Die Naturwissenschaften. 1928. Bd. 16, Heft 39. September. S. 741–743. DOI: 10/1007/BF01506295
5. Darwin C. G. The Sixth Congress of Russian Physicists // Nature. 1928. Vol. 122. P. 630.
6. Иоффе А. Ф. Встречи с физиками. Мои воспоминания о зарубежных физиках. Л. : Наука. Ленингр. отд-ние, 1983. 262 с.

Приятно было встретить в этом повествовании знакомые саратовские имена профессоров К. А. Леонтьева, организатора Саратовской секции съезда, Г. Н. Свешникова, отца нашего профессора А. Г. Свешникова, многолетнего заведующего кафедрой математики физфака МГУ, с которым я поделился обнаруженными в статье сведениями о саратовской физической школе.

Конечно, мое послесловие к статье нельзя считать в полной мере беспристрастным, но полагаю, что кроме положительного отношения к факту её публикации никто не сможет высказать ничего иного.

Очень интересны аннотированные зарисовки отдельных участников о проведении научных дискуссий, неформальном описании общений на корабельной палубе, пляжном отдыхе на случайных остановках корабля у берегов Волги, отзывах о состоянии «провинциальных» исследовательских лабораторий.

Сформулированная еще тогда идея А. Ф. Иоффе о триединстве науки, образования и производства до сих пор является злободневной и реализованной, в частности, его учеником Ж. И. Алфёровым, создавшим Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет Российской академии наук на базе физико-технического института имени А. Ф. Иоффе РАН в Санкт-Петербурге. Поэтому вполне гармоничным завершением статьи о Саратовской сессии VI съезда русских физиков является рассказ о саратовском заседании Международного симпозиума по наноструктурам, организованного Ж. И. Алфёровым в 2012 г.

7. Лёвшин В. Л. Сергей Иванович Вавилов. 1891–1951 / отв. ред. акад. Н. А. Борисевич. 2-е изд., испр. и доп. М. : Наука, 2003. 421 с. (Научно-биографическая литература).
8. Френкель В. Я. Яков Ильич Френкель. Л. : Наука, Ленингр. отд-ние, 1966. 474 с. (Научно-биографическая литература).
9. Frenkel V. Ya. Yakov Ilich Frenkel : His work, life and letters. Basel ; Boston : Birkhäuser Verlag, 1996. viii+323 p.
10. Тамм И. Е. Из переписки с П. А. М. Дираком // Природа. 1995. № 7. Спец. вып. «К 100-летию со дня рождения Игоря Евгеньевича Тамма». С. 28–41.
11. Френкель В. Я. Пауль Эренфест. М. : Атомиздат, 1971. 144 с.
12. Френкель В. Я., Джозефсон П. Советские физики – стипендиаты Рокфеллеровского фонда // УФН. 1990. Т. 160, вып. 11. С. 103–134.



13. Чолаков В. Учёные и открытия. М. : Мир, 1987. 368 с.
14. Аникин В. М. «Фабрика молодых физиков» П. Н. Лебедева и Саратовский университет // УФН. 2016. Т. 186, вып. 2. С. 169–173. DOI: 10.3367/UFNr.0186.201602e.0169
15. Усанов Д. А. Школа А. Ф. Иоффе как пример единства науки, образования и производства // Изв. вузов. Электроника. 2006. № 5. С. 118 – 123.
16. Иоффе А. Ф. О физике и физиках: статьи, выступления, письма. Л. : Наука. Ленингр. отд-ние, 1985. 544 с.
17. Алфёров Ж. И. Двойные гетероструктуры : концепция и применения в физике, электронике и технологии // УФН. 2002. Т. 172, № 9. С. 1068–1086.
18. Колтаков В. А. 20-й Международный симпозиум «Nanostructures : Physics and Technology» (Chaired by Professor Zh. Alferov and Professor L. Esaki) // Изв. Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14, № 4. С. 8–10.
19. Усанов Д. А., Аникин В. М. Саратовские научные и педагогические школы по физике (к 80-летию образования Саратовской области) // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 3. С. 178–190. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-3-178-190

Образец для цитирования:

Усанов Д. А., Аникин В. М. Шестой съезд русских физиков в Саратове (15 августа 1928 г.) // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 153–161. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-153-161>

The Sixth Congress of Russian Physicists in Saratov (August 15, 1928)

D. A. Usanov, V. M. Anikin

Dmitry A. Usanov, <https://orcid.org/0000-0002-1349-9264>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, UsanovDA@info.sgu.ru

Valery M. Anikin, <https://orcid.org/0000-0002-6506-6997>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, AnikinVM@info.sgu.ru

The final meeting of the VI Congress of Russian physicists (Volga-Congress), plenary reports of which were presented in the Volga university cities, was held on August 15, 1928 in Saratov. The future Nobel laureate, the German physicist Max Born, the Dutch physicist and chemist Anton Eduard Van Arkel, professor at the German Karl-Ferdinand University in Prague Philipp Frank spoke at the Great Physical Auditorium of Saratov State University. A kind of “remake” of the 1928 congress was the conduction in Saratov on June 28, 2012 the final meeting of the XX International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, led by the Nobel Prize winner Zh. I. Alferov.

Keywords: The Sixth Congress of Russian Physicists (Volga-Congress), International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, “decentralization” of physics, Saratov University.

References

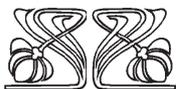
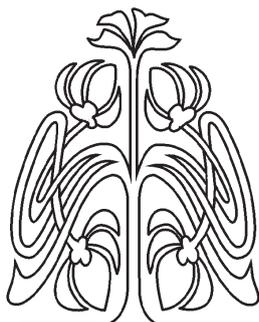
1. *Shestoy s'yezd russkiy fizikov. Moskva, Nizhniy Novgorod, Kazan' Saratov (5 – 16 avgusta 1928 g.). Perechen' dokladov, predstavlenykh na s'yezd s kratkim ikh soderzhaniyem.* [The Sixth Congress of Russian Physicists. Moscow, Nizhny Novgorod, Kazan, Saratov (August 5–16, 1928). The list of reports submitted to the congress with a summary of them]. Moscow, Gosizdat Publ., 1928. 62 p. (in Russian).
2. Vavilov S. I. The Sixth Congress of Russian Physicists. *Nauchnoye slovo* [Scientific Word], 1928, no. 8, pp. 95–101 (in Russian).
3. Kravets T. P. VI All-Union Congress of Physicists. *Priroda* [Nature. Sov.], 1928, no. 10, pp. 914–920 (in Russian).
4. Born M. VI Kongress der Assoziation der russischen Physiker. *Die Naturwissenschaften*, 1928, Bd. 16, Heft 39, September, S. 741–743. DOI: 10/1007/BF01506295.
5. Darwin C. G. The Sixth Congress of Russian Physicists. *Nature*, 1928, vol. 122, pp. 630.
6. Ioffe A. F. *Vstrechi s fizikami. Moi vospominaniya o zarubezhnykh fizikakh* [Meetings with Physicists. My memories of foreign physicists]. Leningrad, Nauka Publ., 1983. 262 p. (Scientific and Biographical Literature) (in Russian).
7. Levshin V. L. *Sergey Ivanovich Vavilov. 1891–1951.* Otv. red. akad. N. A. Borisevich. 2-e izd., ispr. i dop. Moscow, Nauka Publ., 2003. 421 p. (Scientific and Biographical Literature) (in Russian).
8. Frenkel V. Ya. *Yakov Ilich Frenkel.* Leningrad, Nauka (Leningr. otd-niye) Publ., 1966. 474 p. (Scientific and Biographical Literature) (in Russian).
9. *Frenkel V. Ya. Yakov Ilich Frenkel: His work, life and letters.* Basel, Boston, Birkhäuser Verlag, 1996. viii+ 323 p.
10. Tamm I. E. From the correspondence with P. A. M. Dirac. *Priroda* [Nature. Sov.], 1995, no. 7 (Special Issue “To the 100th anniversary of the birth of Igor E. Tamm”), pp. 28–41 (in Russian).
11. Frenkel V. Ya. *Paul Erenfest.* Moscow, Atomizdat Publ., 1971. 144 p. (in Russian).
12. Frenkel' V. Ya., Josephson P. Soviet Physicists awarded stipends by the Rockefeller Foundation. *Sov. Phys. Usp.*, 1990, vol. 33, iss.11, pp. 938–955.
13. Cholakov V. *Uchonyye i otkrytiya* [Scientists and discoveries]. Moscow, Mir Publ., 1987. 368 p. (in Russian).



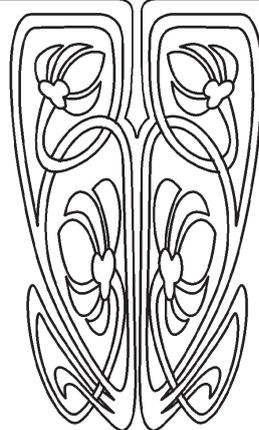
14. Anikin V. M. P. N. Lebedev's «Factory of Young Physicists» and Saratov University. *Phys. Usp.*, 2016, vol. 59, iss. 2, pp. 162–166.
15. Usanov D. A. A. F. Ioffe's School as an example of the unity of science, education and production. *Izvestiya VUZ, Ser. Electronics*, 2006, no. 5, pp. 118–123 (in Russian).
16. Ioffe A. F. *O fizike i fizikakh: stat'i, vystupleniya, pis'ma* [On Physics and Physics: articles, speeches, letters]. Leningrad, Nauka (Lenningr. otd-niye) Publ., 1985. 544 p. (in Russian).
17. Alferov Z. I. Double Heterostructure Concept and its Applications in Physics, Electronics and Technology. *Phys. Usp.*, 2002, vol. 172, no. 9, pp. 1068–1086 (in Russian).
18. Kolpakov V. A. The 20th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology” (Chaired by Professor Zh. Alferov and Professor L. Esaki). *Izv. Samarskogo nauchnogo tsentra RAN* [Izvestia of Samara Scientific Center of the Russian Academy of Sciences], 2012, vol. 14, no. 4, pp. 8–10 (in Russian).
19. Usanov D. A., Anikin V. M. Scientific and educational physical schools in Saratov (On the 80th anniversary of the Saratov Region). *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2016, vol. 16, iss. 3, pp. 178–190 (in Russian).

Cite this article as:

Usanov D. A., Anikin V. M. The Sixth Congress of Russian Physicists in Saratov (August 15, 1928). *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 153–161 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-153-161>



ПОДПИСКА



Подписка на II полугодие 2019 года

Индекс издания в объединенном каталоге
«Пресса России» 36015, раздел 30
«Научно-технические издания.
Известия РАН. Известия вузов»

Журнал выходит 4 раза в год

Цена свободная

Оформить подписку онлайн можно
в интернет-каталоге «Пресса по подписке» (www.akc.ru)

Адрес издательства:

410012, Саратов, Астраханская, 83;

Тел.: +7 (845-2) 51-45-49, 52-26-89

Факс: +7 (845-2) 27-85-29

E-mail: izvestiya@info.sgu.ru

Адрес редколлегии серии:

410012, Саратов, Астраханская, 83,

СГУ имени Н. Г. Чернышевского,
физический факультет

Тел./факс: +7 (845-2) 51-14-30

E-mail: fizika.sgu@bk.ru

Website: <http://fizika.sgu.ru>