

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

П И С Ь М А
В
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

том 113

Выпуск 7

10 апреля 2021

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора

Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ru>

Интернет-версия английского издания
<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>

Особенности вынужденного рассеяния в коллоидном растворе при изменении его физико-химических свойств под действием лазерного излучения

М. А. Давыдов⁺¹⁾, А. Н. Федоров⁺, Л. Л. Чайков^{*}, А. Ф. Бункин⁺, В. Б. Ошурко^{+×}, С. М. Першин⁺

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[×]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный технологический университет “СТАНКИН”, 127055 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2021 г.

После переработки 12 марта 2021 г.

Принята к публикации 12 марта 2021 г.

В спектре рассеяния, возбужденного импульсным излучением второй гармоники YAG:Nd^{3+} лазера в первоначально гомогенном водном коллоидном растворе (суспензии) наноразмерных шариков полистирола, обнаружены линии, относящиеся к различным видам вынужденного рассеяния. Измерения с помощью метода динамического рассеяния света (ДРС) показали, что в растворе произошла лазерно-стимулированная коагуляция части шариков с образованием частиц на порядок большего размера. Предложено объяснение данного явления.

DOI: 10.31857/S1234567821070016

Введение. Ранее мы сообщали [1] о наблюдении вынужденного низкочастотного рассеяния в водной суспензии полистирола. Была зарегистрирована стоксова линия, величина сдвига которой от частоты накачки обусловлена, как мы полагали, деформационными колебаниями шариков полистирола в поле сильной световой волны [2]. После воздействия импульсного лазерного излучения на суспензию частиц полистирола, спустя приблизительно сутки, выпал белый хлопьевидный визуально различимый осадок. Таким образом, в поле лазерных импульсов с интенсивностью ниже порога оптического пробоя произошло изменение свойств суспензии, выразившееся в выпадении осадка и в снижении амплитуды сигнала рассеяния. Изучению свойств вновь образовавшегося коллоидного раствора (суспензии) посвящена настоящая работа.

Эксперимент. Измерения проводили по стандартной схеме (рис. 1): излучение второй гармоники импульсного одночастотного YAG:Nd^{3+} лазера, работающего в режиме TEM_{00} (длина волны излучения $\lambda = 532$ нм, ширина линии излучения $\delta\nu \sim 0.005$ см⁻¹, длительность импульса излучения $\tau_p \sim 10$ нс, энергия в импульсе E_L – до 40 мДж, нестабильность по энергии импульса ~ 5 –7%), фокуси-

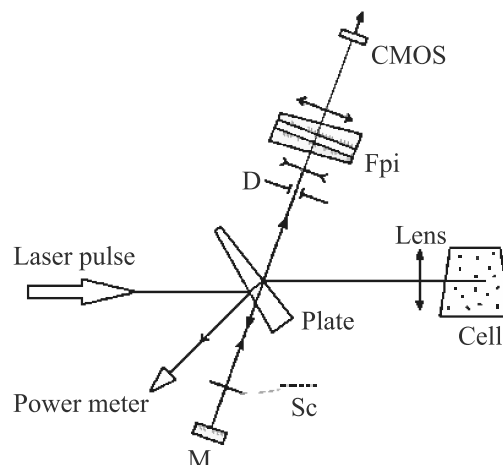


Рис. 1. Схема эксперимента. Plate – клиновидная делительная пластинка (стекло К-8); M – зеркало; Lens – линза, $f = 30$ мм; Cell – кварцевая кювета с исследуемой суспензией; FPi – интерферометр Фабри-Перо с фокусирующей оптикой; CMOS – фотокамера, D – диафрагма, Sc – зачерненный экран, Powermeter – измеритель энергии лазерного излучения

ровали линзой Lens с фокусным расстоянием $f \sim 30$ мм в середину кюветы Cell рабочей длиной 20 мм. Крышка кюветы после заполнения суспензией наночастиц (средний начальный диаметр наночастиц $d \sim 74$ нм, начальная концентрация $C \sim 10^{15}$ см⁻³),

¹⁾e-mail: sbs_michail@mail.ru

была установлена на оптический контакт, что исключало взаимодействие содержимого кюветы с внешней средой в дальнейшем. Измерения проводили на двух уровнях в кювете: на уровне “а” – под мениском жидкости, и на уровне “b” – вблизи осадка на дне кюветы (рис. 2).

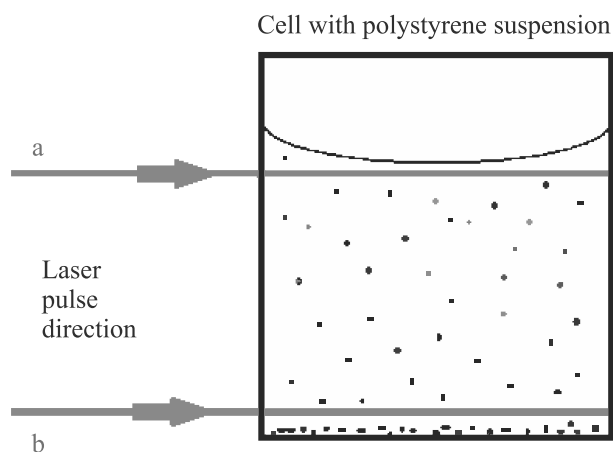


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эскиз кюветы с суспензией наночастиц полистирола диаметром $d \sim 74$ нм, с осадком

Часть возбуждаемого в кювете излучения отводили для регистрации на интерферометр Фабри–Перо FPi с помощью клиновидной стеклянной пластинки Plate. С помощью зеркала M на интерферометр подавали реперное излучение лазера, которое при необходимости перекрывали черным металлическим экраном Sc для того, чтобы регистрировать “чистый” спектр излучения из кюветы. Были приняты меры для исключения попадания паразитного излучения на интерферометр. После интерферометра оптический сигнал попадал на CMOS-камеру и затем обрабатывался на компьютере в программной среде LABVIEW. Энергию падающего на кювету Cell лазерного излучения контролировали с помощью измерителя энергии ИМО-2Н (Powermeter). В процессе измерений энергию лазерного импульса увеличивали от ~ 1 до ~ 15 мДж. Визуально контролировали отсутствие пробоя в суспензии.

Геометрия установки была одинакова для всего цикла измерений. Все измерения проводили при комнатной температуре.

Результаты измерений и обсуждение. При энергиях лазерного излучения от ~ 0.8 до ~ 10 мДж на интерферограммах были зарегистрированы линии, идентифицированные нами как (рис. 3а, б):

1) центральная линия рассеяния Рэлея ((Rayleigh line) – не может быть отнесена к воде [3]);

2) линия вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ (SBS)) в воде;

3) линия низкочастотного вынужденного рассеяния (НВР (SLS)) в суспензии полистирола [1];

4) антистоксово крыло линии Рэлея (А крыло (AS wing)).

Наблюдавшиеся на уровнях “а” и “b” спектры были различны. Сравнивая эти результаты с полученными ранее [1], отметим уменьшение порога возбуждения линии НВР с ~ 30 до ~ 0.8 мДж (близко, но ниже порога ВРМБ), а также появление в спектре рассеяния центральной линии Рэлея и антистоксова крыла ($\Delta\nu_{as} \sim 0.34\text{--}0.51\text{ см}^{-1}$). Такой характер спектра рассеяния указывает на конкуренцию в суспензии нескольких нелинейных процессов, связанную, по-видимому, с изменением ее состава.

Для выяснения состава суспензии, изменившегося после воздействия на нее интенсивного лазерного излучения, были проведены, с использованием метода динамического рассеяния света (ДРС), измерения размеров и концентрации частиц на уровнях “а” и “b” в кювете (рис. 2). Характерные гистограммы приведены на рис. 4, а в табл. 1 представлены усредненные результаты измерений методом ДРС. Отметим, что средние размеры “основных” частиц, измеренные разными методами – ДРС и с помощью электронного микроскопа JEM-1400 – различаются примерно на 10–15 % – что отражено в табл. 1. Из полученных данных следует, что в кювете, наряду с наносферами диаметром $d \sim 74$ нм (рис. 4, “1”), появились “новообразования” примерно на порядок большего размера (рис. 4, “2”). Третий пик распределения на рис. 4, при $R \approx 1.7 \cdot 10^5$ нм – артефактный [4, 5]. Частицы диаметром 0.35 мм должны были бы быть хорошо видны невооруженным глазом, но таких частиц в кювете нет. Появление такого артефактного пика связано с наличием в корреляционной функции характерного времени τ_{oi} входа–выхода частиц из объема рассеяния. Это время в первом приближении порядка a^2/D , где a – радиус пучка, D – коэффициент диффузии. Но компьютер пересчитывает τ_{oi} на размер частиц через соотношение $\tau = (Dq^2)^{-1}$, как и остальные характерные времена, связанные с диффузионной релаксацией флуктуаций концентрации и, соответственно, с размерами частиц. Поэтому в распределении на рис. 4 появляется пик, соответствующий радиусу, на несколько порядков превышающему истинный размер частиц.

Механизм лазерно-индуцированных процессов в каустике пучка, предложенный ниже, позволяет, на наш взгляд, объяснить полученные результаты.

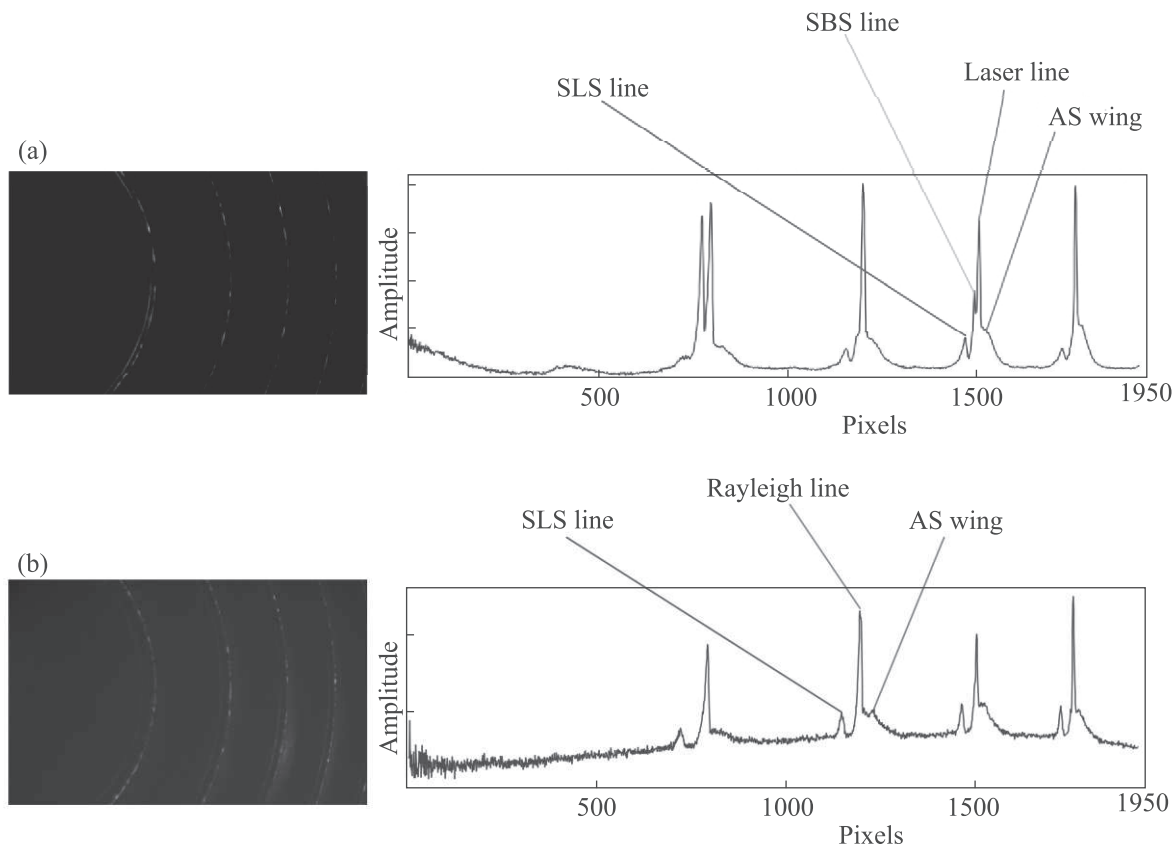


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Уровень “а” в кювете. $E_L \sim 10$ мДж, $h_{\text{FR}} = 1$ мм, видны: реперная линия лазера + линия ВРМБ воды ($\Delta\nu \sim 0.25 \text{ см}^{-1}$) + линия НВР ($\Delta\nu \sim 0.68 \text{ см}^{-1}$) + AS крыло линии Рэля ($\Delta\nu_{as} \sim 0.36 \text{ см}^{-1}$). (б) – Уровень “б” в кювете. Реперная линия перекрыта экраном Sc. $E_L \sim 0.8$ мДж, $h_{\text{FR}} = 1$ мм, видны: центральная линия (линия Рэля) + линия НВР ($\Delta\nu \sim 0.68 \text{ см}^{-1}$) + AS крыло линии Рэля ($\Delta\nu_{as} \sim 0.51 \text{ см}^{-1}$)

Таблица 1. Результаты измерения состава суспензии по методу ДРС

Траектория измерений в кювете K (рис. 2)	Средний диаметр “основных” частиц, нм	Концентрация “основных” частиц, см^{-3}	Средний диаметр “новообразовавшихся” частиц, нм	Концентрация “новообразовавшихся” частиц, см^{-3}
“а”	88.4 (“1”, рис. 4)	4.24×10^{10}	770 (“2”, рис. 4)	11.64×10^7
“б”	81.5 (“1”, рис. 4)	5.08×10^{10}	712 (“2”, рис. 4)	3.32×10^7

Различие концентраций “крупных” частиц между уровнями “а” и “б” (табл. 1) показывает наличие в суспензии менее и более “рыхлых” частиц. Эти крупные, вновь образованные в кювете частицы, вполне могли обеспечить положительную распределенную обратную связь, подобно предложенной в [6, 7]. Появление в приповерхностном слое крупных “рыхлых” частиц, имеющих положительную плавучесть, может быть объяснено ассоциацией частиц полистирола, увеличивших свой размер под действием интенсивного лазерного излучения, приведшего к их нагреванию и частичному “вспениванию”. После их остывания за счет появившихся внутренних пустот

плотность уменьшилась, что и привело к их положительной плавучести. Оценим размер новообразованных частиц. Учитывая время выпадения осадка, а также радиус r и плотность исходных наночастиц полистирола ρ_l , можно оценить нижний предел радиуса R частиц осадка. Исходя из закона Стокса для седиментационного анализа суспензий [8], имеем:

$$R = \sqrt{\frac{9\mu u}{2(\rho_l - \rho_w)g}}, \quad (1)$$

где μ – динамическая вязкость воды [$1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$], ρ_l – плотность частиц полистирола [$1.05 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$],

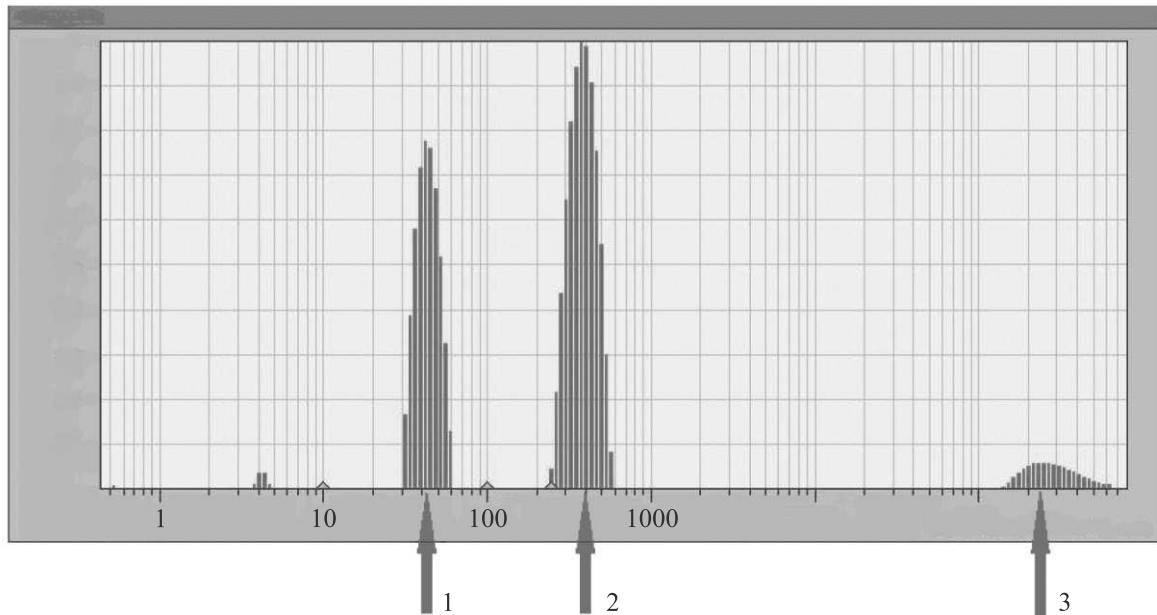


Рис. 4. (Цветной онлайн) Характерная гистограмма радиусов частиц в суспензии, полученная с помощью метода ДРС: два основных пика соответствуют двум различным размерам частиц в кювете Cell (табл. 1)

ρ_w – плотность воды [$1 \cdot 10^3$ кг/м³], g – ускорение свободного падения [9.8 м/с²], u – скорость выпадения образовавшихся частиц [м/с]. Выразим скорость через время выпадения осадка $t = 24$ ч = $8.64 \cdot 10^4$ с и вертикальный размер кюветы с суспензией $L = 0.03$ м, тогда:

$$R = \sqrt{\frac{9\mu}{2(\rho_l - \rho_w)g}} \frac{L}{t} \cong 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ м.} \quad (2)$$

Эта оценка относится к тем агрегатам частиц, которые успели седиментировать за сутки и которых в суспензии мы уже не увидим. Поскольку в суспензии наночастиц обычно присутствуют агрегаты нескольких характерных размеров, отличающихся друг от друга в 5–10 раз [9], то нужно ожидать, что в суспензии останутся агрегаты частиц с радиусом

$$R \cong \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{7} \cong 290 \text{ нм,} \quad (3)$$

что неплохо совпадает с результатом $R \cong 330$ нм, полученным при исследовании суспензии методом ДРС. Теперь можно оценить, какое количество начальных частиц полистирола может быть “связано” в одном комплексе при коагуляции. Поскольку осадок, выпавший в кювете, имел флоккулярный вид, можно предположить, что для данных ассоциированных частиц будет характерна неплотная упаковка начальных полистирольных сфер в объеме ассоциата. Подобная упаковка, скорее всего, возможна и

для ассоциатов, оставшихся во взвешенном состоянии. Тогда:

$$N \approx 0.5 \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cong 350. \quad (4)$$

Из полученных экспериментальных результатов и оценок следует: в суспензии наблюдаются, помимо полистирольных сфер начального размера, весьма крупные ассоциаты. Их появление можно объяснить следующим образом. В коллоидном растворе потенциал взаимодействия (рис. 5) складывается

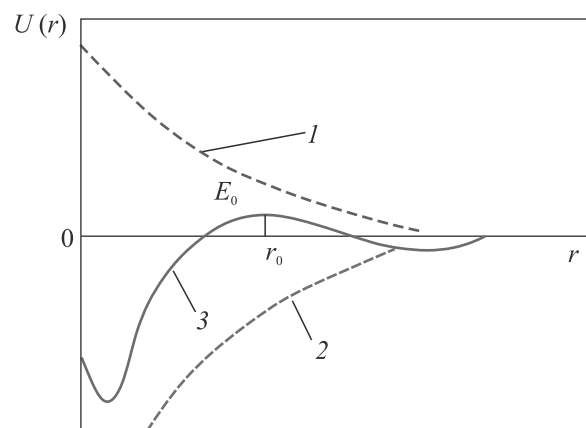


Рис. 5. (Цветной онлайн) Потенциал взаимодействия $U(r)$ между коллоидными частицами в растворе

из притяжения (рис. 5, кривая 2), обусловленного силами Ван-дер-Ваальса и силами электростатического отталкивания (рис. 5, кривая 1). Результирующий потенциал имеет следующий вид (рис. 5, кривая 3). Откуда следует: при достаточно больших расстояниях r между частицами преобладают силы притяжения. Но, сближаясь до радиуса сферы влияния r_0 [10], благодаря броуновскому движению, взаимодействие меняет знак. Если энергия коллоидных частиц ниже энергетического барьера E_0 , то коагуляции не происходит.

При отсутствии внешнего воздействия на суспензию энергия частиц состоит из суммы диполь-дипольного взаимодействия и энергии теплового движения. Этого не всегда достаточно для преодоления энергетического барьера отталкивания. При воздействии на суспензию интенсивного лазерного излучения частицы, имеющие постоянный или индуцированный в электрическом поле световой волны дипольный момент p , испытывают воздействие силы f_E , стягивающей их в область с большей величиной напряженности электрического поля E :

$$f_E = p \nabla E. \quad (5)$$

Тогда в области перетяжки локально увеличивается концентрация коллоидных частиц, расстояние между ними будет сокращаться вплоть до радиуса сферы влияния r_0 , и у частиц появляется возможность преодолеть энергетический барьер E_0 . Начинается процесс “вынужденной” коагуляции попавших в оптическую “ловушку” частиц полистирола. Далее, процесс роста продолжается до тех пор, пока поверхностная энергия G_s :

$$G_s = \sigma S \quad (6)$$

ассоциатов в единице объема, имеющих площадь поверхности S и поверхностное натяжение σ , не достигнет своего минимума. В результате увеличения размера растущей частицы, она под воздействием гравитации осаждается на дно, формируя нерастворимый флоккулярный осадок.

Таким образом, обнаружено новое физическое явление, заключающееся в коагуляции диэлектрических наночастиц в жидкой суспензии. Действие лазерного излучения приводит к сближению наноча-

стиц в жидкости до радиуса сферы влияния r_0 , преодолевая тем самым упомянутый выше энергетический барьер, отчего наночастицы “слипаются”. Обнаруженное явление открывает перспективу селективного локального воздействия на нанообъекты различной природы с помощью мощного электромагнитного излучения.

Данная работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 18-52-16016, 19-02-00013, 20-02-00172.

1. А. Ф. Бункин, М. А. Давыдов, В. Н. Леднев, С. М. Першин, Е. А. Трифонова, А. Н. Федоров, Краткие сообщения по физике, ФИАН **6**, 37 (2018).
2. А. Ф. Бункин, М. А. Давыдов, С. М. Першин, Н. В. Суязов, А. Н. Федоров, Краткие сообщения по физике, ФИАН **8**, 3 (2019).
3. Г. И. Зайцев, Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма в ЖЭТФ **6**(8), 802 (1967).
4. М. Н. Кириченко, А. Т. Саноева, Л. Л. Чайков, Краткие сообщения по физике ФИАН **43**(8), 32 (2016) [M. N. Kirichenko, A. T. Sanoeva, L. L. Chaikov, Bull. Lebedev Phys. Inst. **43**(8), 256 (2016); DOI: 10.3103/S1068335616080066].
5. Н. Ф. Бункин, А. В. Шкирин, Н. В. Суязов, Л. Л. Чайков, С. Н. Чириков, М. Н. Кириченко, С. Д. Никифоров, С. И. Тымпер, Квантовая электроника **47**(10), 949 (2017) [N. F. Bunkin, A. V. Shkirin, N. V. Suyazov, L. L. Chaikov, S. N. Chirikov, M. N. Kirichenko, S. D. Nikiforov, and S. I. Tymper, Quantum. Electronics **47**(10), 949 (2017)]; <https://doi.org/10.1070/QEL16408>.
6. Г. А. Ляхов, Ю. В. Пономарев, Квантовая электроника **3**(1), 107 (1976).
7. С. А. Ахманов, Г. А. Ляхов, Н. В. Суязов, Квантовая электроника **4**(3), 556 (1977).
8. С. С. Воюцкий, Курс коллоидной химии, издательство “Химия”, М. (1975), 512 с.
9. M. N. Kirichenko, L. L. Chaikov, A. V. Shkirin, V. I. Krasovskii, N. A. Bulychev, M. A. Kazaryan, S. V. Krivokhizha, F. O. Milovich, and S. N. Chirikov, Physics of Wave Phenomena **28**(2), 150 (2020); DOI: 10.3103/S1541308X20020077.
10. Б. В. Дерягин, Н. В. Чураев, В. М. Муллер, Поверхностные силы, Наука, М. (1985), 398 с.

Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности Фобоса

А. П. Голубь⁺, С. И. Попель^{+,*1)}

⁺ Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

^{*} Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 февраля 2021 г.

После переработки 24 февраля 2021 г.

Принята к публикации 4 марта 2021 г.

Обсуждается формирование пылевой плазмы за счет фотоэлектрических и электростатических процессов в приповерхностном слое над освещенной частью спутника Марса – Фобоса. На основе физико-математической модели для самосогласованного описания концентраций фотоэлектронов и пылевых частиц над поверхностью освещенной части Фобоса определены параметры, характеризующие траектории движения пылевых частиц. Показано, что затухание колебаний пылевой частицы над поверхностью спутника Марса связано с вариациями ее заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц. Продemonстрировано, что для большинства пылевых частиц, поднимающихся над поверхностью Фобоса из-за фотоэлектрических и электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим продолжительности светлого времени суток, т.е. нестационарность плазменно-пылевой системы над освещенной частью поверхности Фобоса проявляется практически в течение всей продолжительности дня на нем. Определены максимальные значения высоты подъема пылевых частиц и зарядового числа, которые могут быть достигнуты пылевыми частицами разных размеров, а также приведена оценка типичных концентраций пылевых частиц и фотоэлектронов над Фобосом. Для получения более определенных данных о параметрах плазменно-пылевой системы в окрестности Фобоса необходима более детальная информация о свойствах его грунта, которая, как ожидается, будет получена в будущих космических миссиях.

DOI: 10.31857/S1234567821070028

В настоящее время существенное влияние уделяется исследованию системы Марса космическими аппаратами (см., например, [1–7]). Успешно функционируют аппараты Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. Поверхность Марса исследуют марсоходы Mars Exploration Rover Opportunity, Mars Science Laboratory Curiosity и Perseverance. Готовится миссия “Бумеранг” (Phobos-Grunt 2) на спутник Марса Фобос. Интерес к исследованию Фобоса обусловлен, в частности, тем, что из-за слабого гравитационного поля Фобос оказывается более доступным для пилотируемых полетов, чем Марс. Ускорение свободного падения на Фобосе составляет приблизительно 0.0057 м/с^2 , и посадка на него космического аппарата скорее напоминает стыковку с другим аппаратом, чем приземление на планету. Согласно наблюдениям космического аппарата Викинг [8, 9], а затем космических аппаратов Фобос-2 и Марс-Экспресс [10], поверхность Фобоса покрыта пылью, которая состоит

из несвязанных друг с другом небольших крупинок реголита, образовавшегося в результате микрометеороидной бомбардировки.

Слабая гравитация усиливает роль пыли на Фобосе, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над поверхностью этого спутника Марса. В рамках миссии “Бумеранг” предполагается обнаружение и определение основных параметров (импульса, массы, скорости, заряда) пылевых частиц у поверхности Фобоса. Кроме того, ожидается измерение параметров плазмы и определение локального электрического поля у поверхности спутника Марса. Для этих целей будут использованы пьезоэлектрические ударные сенсоры и зарядочувствительные сетки (см. рис. 1).

В этой связи важное значение приобретает исследование пылевой плазмы у поверхности Фобоса. В работе [11] представлено описание плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью Фобоса на основе самосогласован-

¹⁾ e-mail: popel@iki.rssi.ru

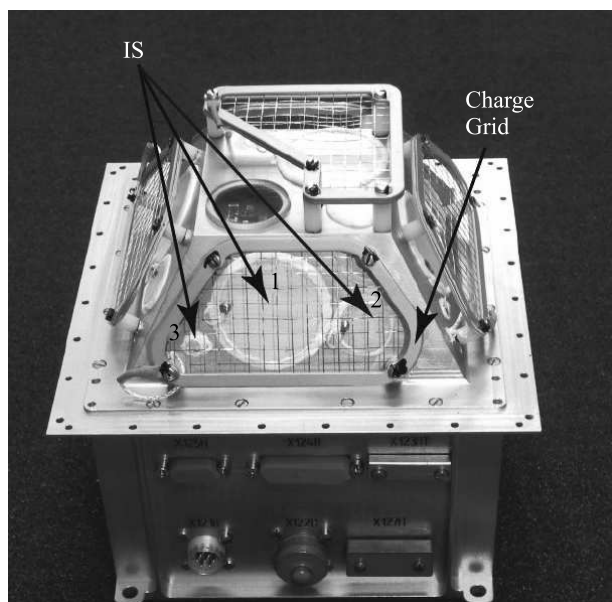


Рис.1. Фотография прибора для исследования пыли в системе Марса. Отмечены пьезоэлектрические ударные сенсоры (IS) и зарядочувствительная сетка (Charge Grid)

ной модели. Роль метеороидов при формировании плазменно-пылевой системы у Фобоса изучалась в [10, 12, 13]. Модель [11] не использовалась для описания нестационарных процессов, возникающих, например, из-за конечности (по времени) светлого времени суток на Фобосе. В настоящей работе предпринимается попытка определить, к каким следствиям при описании пылевой плазмы у поверхности Фобоса может привести учет конечности (по времени) светлого времени суток, длительность которого на Фобосе оценивается как половина периода его вращения вокруг своей оси, т.е. около 14000 с. Кроме того, хорошо известно [14–17], что в пылевой плазме процессы, связанные с вариацией зарядов пылевых частиц, часто оказываются существенно неравновесными, и роль аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц, часто оказывается решающей. Одной из целей настоящей работы является обсуждение роли вариации зарядов пылевых частиц в процессах формирования пылевой плазмы у поверхности Фобоса.

Фобос является безатмосферным космическим телом. Его поверхность заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра [11]. При взаимодействии с солнечным излучением поверхность Фобоса испускает электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к фор-

мированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, присутствующими над поверхностью Фобоса, вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Фобоса или в приповерхностном слое, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Фобоса, подъему и движению пыли.

Для описания плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое освещенной части Фобоса используется модель [11] с той лишь разницей, что при движении пылевых частиц вдоль их траекторий учитываются вариации заряда пылевых частиц, обусловленные влиянием фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения на пылевые частицы. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм.

Для нахождения концентраций фотоэлектронов над поверхностью Фобоса производится решение системы уравнений, состоящей из стационарного кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов и уравнения Пуассона для электростатического потенциала с соответствующими граничными условиями, характеризующими поведение потенциала у поверхности Фобоса и на бесконечном удалении от нее. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям у поверхности Фобоса Φ_e определяется стандартным образом [18] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения:

$$\Phi_e(E_e)dE_e = 2 \cos \theta \sqrt{\frac{2m_e}{E_e}} \int_{E_e+W}^{\infty} Y(E_{ph}) F_{ph} dp dE_{ph}, \quad (1)$$

где E_e – энергия фотоэлектрона, E_{ph} – энергия фотона, W – работа выхода фотоэмиссии, θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце, m_e – масса электрона, $Y(E_{ph})$ – квантовый выход, зависящий от энергии фотонов, $F_{ph} dE_{ph}$ – число фотонов солнечного излучения с энергией E_{ph} в интервале dE_{ph} , пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к направлению движения фотонов,

$$dp = \frac{6(E_m - E_e)}{E_m^3} E_e dE_e, \quad 0 \leq E_e \leq E_m = E_{ph} - W$$

– вероятность [18] того, что в результате поглощения фотона энергии E_{ph} испускается электрон с энергией E_e в интервале энергий dE_e . При выводе (1) пренебрегалось возможной анизотропией функции распределения фотоэлектронов в пространстве скоростей, обусловленной неровностью поверхности Фобоса.

Функция распределения (1) может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов у поверхности Фобоса:

$$N_0 = \int_0^\infty \Phi_e(E_e) dE_e, \quad (2)$$

$$T_e = \frac{2}{3} \langle E_e \rangle \equiv \frac{2}{3N_0} \int_0^\infty E_e \Phi_e(E_e) dE_e. \quad (3)$$

При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются спектр солнечного излучения, квантовый выход и работа выхода вещества грунта Фобоса. Типичные значения работы выхода и квантового выхода вещества грунта Фобоса неизвестны. Полагаем, что они близки к аналогичным значениям на Луне [11, 19]. Так, в качестве значений работы выхода используем значение 6 эВ, а для квантового выхода в расчетах используем его зависимость, приведенную в работе [20]. При этом максимальное значение квантового выхода [20], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны, приблизительно равной $900 \text{ \AA}$, что, в свою очередь, соответствует $E_{ph} \approx 13.7 \text{ эВ}$. При значениях E_{ph} , больших и меньших 13.7 эВ , величина квантового выхода существенным образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так при $E_{ph} \approx 7 \text{ эВ}$ $Y(E_{ph})$ падает до значения $\sim 10^{-6}$, при приближении E_{ph} к работе выхода квантовый выход уменьшается еще на 1–2 порядка величины.

Что касается спектров солнечного излучения, их форма соответствует форме спектров у Луны [19], однако интенсивность оказывается меньшей, что обусловлено значением Солнечной постоянной, которое на орбите Марса составляет 592 Вт/м^2 , т.е. 43 % от значения Солнечной постоянной на орбите Земли. Соответственно спектры солнечного излучения и на орбите Марса существенно варьируются в течение одиннадцатилетнего цикла солнечной активности. Однако, несмотря на вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов) в указанном цикле не происходит существенных (на порядки величины) изменений значений N_0 и T_e . В проводимых ниже вычислениях используются значения N_0 и T_e , рассчитанные [11] для условий приповерхностного слоя освещенной части Фобоса при

солнечной активности, соответствующей солнечному максимуму: $N_0 \approx 130 \cos \theta \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.9 \text{ эВ}$.

Поведение пылевых частиц в приповерхностном слое описывается уравнениями, описывающими их динамику и зарядку:

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_d E(h, \theta) - m_d g_0, \quad (4)$$

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (5)$$

где h – высота над поверхностью Фобоса; m_d – масса пылевой частицы; q_d – ее заряд; g_0 – ускорение свободного падения у поверхности Фобоса; $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи на пылевую частицу электронов и ионов солнечного ветра, $I_{ph}(q_d)$ – фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный ее взаимодействием с солнечным излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов на пылевую частицу:

$$I_e \approx -\pi a^2 e n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} I_i &\approx \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \times \\ &\times \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \right. \\ &+ \left. \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \\ &+ \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \right. \\ &+ \left. \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} I_{ph} &\approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \times \\ &\times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right). \quad (9)$$

Здесь a – размер пылевой частицы, Z_d – ее зарядовое число ($q_d = Z_d e$), e – элементарный заряд, $n_{e(i)S}$ – концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, $T_{e(i)S}$ – температура электронов (ионов) солнечного ветра, m_i – масса иона, $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ – тепловая скорость ионов солнечного ветра, u_i – скорость солнечного ветра, $T_{e,ph}$ –

температура фотоэлектронов, а $n_{e,ph}$ – концентрация фотоэлектронов. Выражения (6)–(9) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (8) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения, что оказывается возможным в ситуации, когда поверхности пылевых частиц и поверхность Фобоса имеют одинаковую работу выхода. В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение N_0 . Выражение (7) выведено специально для случая положительного заряда пылевых частиц и произвольных скоростей потоков ионов [21].

Расчеты в рамках системы уравнений (4)–(5) позволяют, в частности, определить траектории и параметры движения пылевых частиц. На рисунке 2 при-

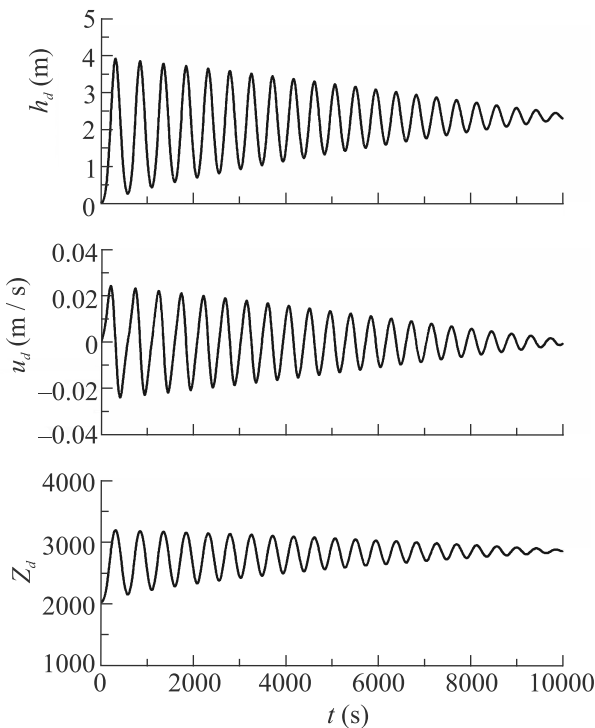


Рис. 2. Параметры, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.445$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Фобоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d

ведены параметры, характеризующие движение пылевой частицы радиуса $a = 1.445$ мкм с изменяющимся, согласно уравнению (5), зарядом $q_d = Z_d e$ для значения угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равного 87° . Видно существенное затухание колебаний вокруг устойчивого положения $h_{d0} = 236$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 2864$. Здесь h_d – высота подъема пылевой частицы, u_d – ее скорость. Пери-

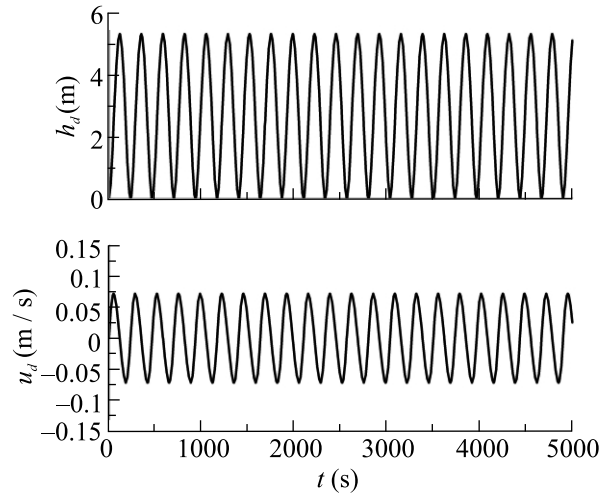


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для пылевой частицы радиуса $a = 1.445$ мкм с постоянным зарядом

од колебаний – 530 с. На рисунке 3 приведены те же, что и на рис. 2, параметры, но полученные в предположении постоянного значения зарядового числа $Z_d = Z_{d0} = 2864$. Виден незатухающий характер колебаний вокруг устойчивого положения. Таким образом, имеется связь между затуханием колебаний пылевой частицы над поверхностью спутника Марса и вариациями ее заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц [14–17].

Для меньшей частицы с радиусом $a = 1.229$ мкм при $\theta = 87^\circ$ имеем $h_{d0} = 882$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 3202$, но колебания пылевой частицы (с периодом колебаний 390 с) над поверхностью Фобоса оказываются слабозатухающими (см. рис. 4). Такой (слабозатухающий) характер колебаний связан с тем фактом, что устойчивое положение равновесия находится на достаточно большой высоте, на которой влияние фотоэлектронов, испущенных с поверхности Фобоса, на заряд пылевой частицы оказывается малым. Соответственно, на таких больших высотах заряд пылевой частицы определяется, в основном, частицами солнечного ветра и солнечным излучением и слабо изменяется с высотой.

Характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Фобоса, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения:

$$\ln \left(\frac{h_{d,\max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (10)$$

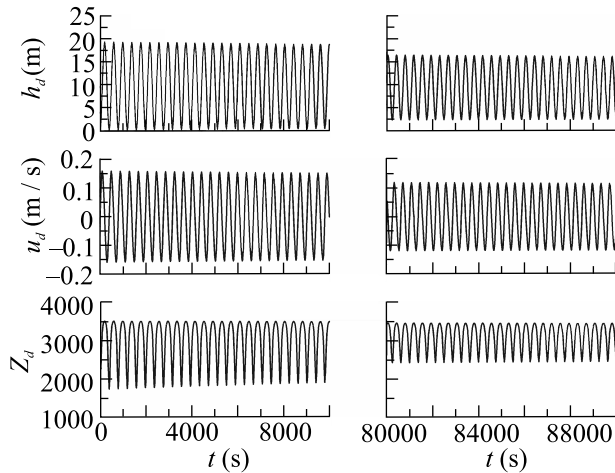


Рис. 4. Параметры, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.229$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Фобоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d

где $h_{d,\max}$ – максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса приведена на рис. 5. Отметим, что лишь для весь-

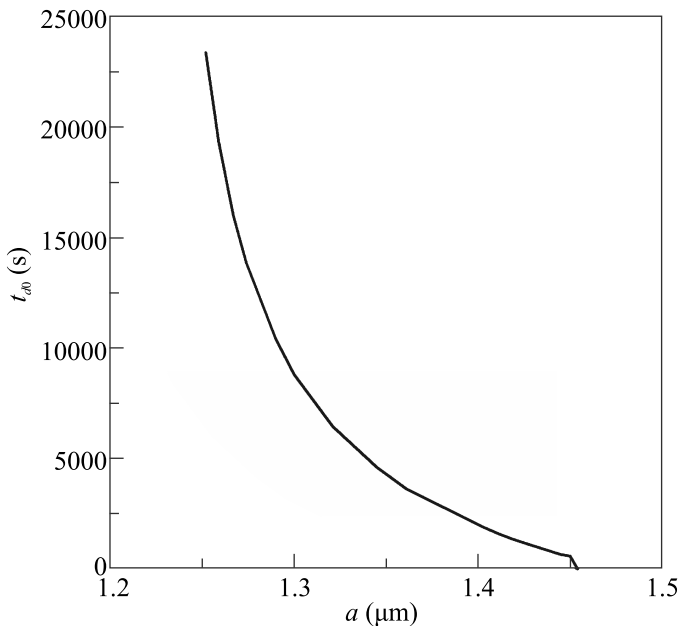


Рис. 5. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса при $\theta = 87^\circ$

ма небольшой доли размеров пылевых частиц a (от 1.41 до 1.454 мкм) $t_{d0} < 14000$ с. Это означает, что для большинства ($\sim 94\%$) пылевых частиц, имеющих размеры, меньшие 1.41 мкм, и поднимающихся над поверхностью Фобоса из-за фотоэлектриче-

ских и электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим продолжительности светлого времени суток, т.е. нестационарность плазменно-пылевой системы над освещенной частью поверхности Фобоса проявляется практически в течение всей продолжительности дня на Фобосе. При этом формирование пылевой плазмы за счет фотоэлектрических и электростатических процессов в приповерхностном слое над освещенной частью Фобоса происходит, как и в стационарном случае [11], для значений угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, превосходящих примерно 76° , поскольку для того, чтобы частица поднималась необходимо, чтобы электростатическая сила, отталкивающая частицу от поверхности Фобоса, превосходила гравитационную. Итак, невозможным оказывается характеризовать плазменно-пылевую систему какими-либо стационарными значениями. На рисунке 6 приведены максимальные значения вы-

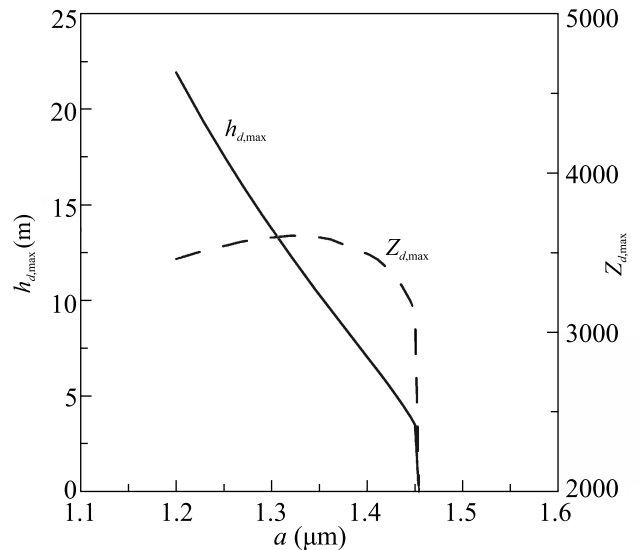


Рис. 6. Максимальные значения высоты подъема $h_{d,\max}$ и зарядового числа $Z_{d,\max}$ пылевых частиц разных размеров a над поверхностью Фобоса при $\theta = 87^\circ$

соты подъема пылевых частиц $h_{d,\max}$ и зарядового числа $Z_{d,\max}$, которые могут быть достигнуты пылевыми частицами разных размеров a . Типичные концентрации пылевых частиц при этом составляют $\sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-3}$, а фотоэлектронов – порядка 10 см^{-3} .

Таким образом, показано, что формирование плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над Фобосом над его освещенной частью имеет нестационарный характер практически на всем протяжении светлого времени суток. Процессы вариации зарядов пылевых частиц, приводящие к

затуханию их колебаний над поверхностью Фобоса, оказываются слишком медленными по сравнению с протяженностью дня на Фобосе. При этом оказывается возможным оценить основные параметры (концентрации пылевых частиц и фотоэлектронов, заряды и высоты подъема пылевых частиц и т.д.), которые характеризуют плазменно-пылевую систему над этим спутником Марса. Для получения более определенных данных о параметрах плазменно-пылевой системы в окрестности Фобоса необходимо иметь большую информацию о свойствах грунта на Фобосе, например, такую, как работа выхода и квантовый выход вещества грунта и т.д., которые, как надеются авторы, будут получены в будущих космических миссиях.

1. F. Montmessin, J.L. Bertaux, E. Quemerais, O. Korablev, P. Rannou, F. Forget, S. Perriera, D. Fussend, S. Lebonnois, and A. Reberaca, *Icarus* **183**, 403 (2006).
2. F. Montmessin, B. Gondet, J.P. Bibring, Y. Langevin, P. Drossart, F. Forget, and T. Fouchet, *J. Geophys. Res.* **112**, 90 (2007).
3. J.A. Whiteway, L. Komguem, C. Dickinson et al. (Collaboration), *Science* **325**, 68 (2009).
4. P.O. Hayne, D.A. Paige, J.T. Schofield, D.M. Kass, A. Kleinbohl, N.G. Heavens, and D.J. McCleese, *J. Geophys. Res.* **117**, E08014 (2012).
5. A. Maattanen, C. Listowski, F. Montmessin, L. Maltagliati, A. Reberac, L. Joly, and J.L. Bertaux, *Icarus* **223**, 892 (2013).
6. A.A. Fedorova, F. Montmessin, A.V. Rodin, O.I. Korablev, A. Maattanen, L. Maltagliati, and J.L. Bertaux, *Icarus* **231**, 239 (2014).
7. O. Korablev, A.C. Vandaele, F. Montmessin et al. (Collaboration), *Nature* **568**, 517 (2019).
8. P. Thomas, *Icarus* **40**, 223 (1979).
9. P. Thomas and J. Veverka, *Icarus* **42**, 234 (1980).
10. A. Zakharov, M. Horányi, P. Lee, O. Witasse, and F. Cipriani, *Planet. Space Sci.* **102**, 171 (2014).
11. С.И. Попель, А.П. Голубь, А.В. Захаров, Л.М. Зеленый, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 469 (2017).
12. S. Soter, *The dust belts of Mars. Rep. 462, Cornell Center for Radiophysics and Space Research Physics*, Ithaca, N.Y. (1971).
13. С.И. Попель, А.П. Голубь, Г.Г. Дольников, А.В. Захаров, А.А. Карташева, *Письма в ЖТФ* **46**, 32 (2020).
14. V.N. Tsytovich and O. Havnes, *Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion* **15**, 267 (1993).
15. С.И. Попель, А.П. Голубь, Т.В. Лосева, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 396 (2001).
16. С.И. Попель, С.Н. Андреев, А.А. Гиско, А.П. Голубь, Т.В. Лосева, *Физика плазмы* **30**, 314 (2004).
17. S.I. Popel, T.V. Losseva, A.P. Golub', R.L. Merlino, and S.N. Andreev, *Contrib. Plasma Phys.* **45**, 461 (2005).
18. E. Walbridge, *J. Geophys. Res.* **78**, 3668 (1973).
19. С.И. Попель, А.П. Голубь, Ю.Н. Извекова, В.В. Афонин, Г.Г. Дольников, А.В. Захаров, Л.М. Зеленый, Е.А. Лисин, О.Ф. Петров, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 131 (2014).
20. R.F. Willis, M. Anderegg, B. Feuerbacher, and B. Fitton, in *Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space*, ed. by R.J.L. Grard and D. Reidel, Dordrecht (1973), p. 389.
21. T.V. Losseva, S.I. Popel, A.P. Golub', Yu.N. Izvekova, and P.K. Shukla, *Phys. Plasmas* **19**, 013703 (2012).

Macroscopic manifestations of quantum anomalies in hydrodynamics (Mini-review)

*P. G. Mitkin⁺¹⁾, V. I. Zakharov^{+*1)}*

⁺*Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Centre Kurchatov Institute, 117218 Moscow, Russia*

^{*}*Pacific Quantum Center, Far Eastern Federal University, 690950 Vladivostok, Russia*

Submitted 10 January 2021

Resubmitted 2 March 2021

Accepted 2 March 2021

DOI: 10.31857/S123456782107003X

It is well known that systems of chiral fermions exhibit a set of transport phenomena – chiral effects – which are closely tied with the axial anomaly of the underlying quantum field theory (QFT). These effects can considerably influence dynamics of a variety of systems from quark-gluon plasma to Weyl and Dirac semimetals, see [1, 2] for a review. A recent renaissance of interest in chiral effects resonated with the discovery of the quark-gluon plasma (QGP) at the RHIC accelerator. Chiral fermions are thought of as light quarks in that case. One of the most remarkable properties of the QGP is that its η/s ratio (where η is the viscosity and s is the entropy density) is the lowest known for any fluid, which allows to think of it as a (nearly) ideal fluid.

Nowadays, the chiral effects represent a whole branch of theoretical physics. In this review we focus on the macroscopic manifestations of the chiral quantum anomalies in hydrodynamics of an ideal fluid. The crucial observation, made first in the seminal paper [3] is that within the standard hydrodynamic approach one can rederive the chiral effects in the strong-coupling limit of the dissipation-free fluid. The anomaly then enters the analysis through modified conservation of the axial current. An important point for our consideration is the existence of the additional conservation laws in the ideal limit, which turn out to be related to the chiral anomaly in the underlying theory. The origin of these laws is purely dynamical and is related to the certain boundary conditions, which distinguishes them from the local microscopic conservation laws which follow from some symmetry of the system. The simplest way to see these new conservation laws is what we refer to as the dual field theory, which is nothing but the introduction of the effective interaction which shifts the gauge

field. The vertices generated by this substitution correspond exactly to the chiral effects. The conservation laws are then implied by the Adler–Bardeen theorem as this effective interaction should leave the anomalous divergence intact. This, in turn, introduces some non-local restrictions on the dynamics of the ideal fluid.

We also discuss the recent developments in the study of chiral effects in the external gravitational field. In linear order the effects of turning on the gravitational field can be recovered using the equivalence principle. One particular example of using this approach that we discuss is the so-called gravimagnetic anomaly. Surprisingly, despite the fact that the nature of this anomaly seems to be gauge dependent, its value is actually fixed by the same equivalence principle. Another topic that we discuss is the possible connection between the mixed gauge-gravitational anomaly and the thermal vortical effect. Namely, we review recently proposed mechanism of such a connection [4] for the fermions and its generalization for the systems of particles of higher spin.

Finally, we review the mechanism of generating CVE in the pionic superfluid as a particular example that allows to understand the origin of the chiral effects on the microscopic level. The vorticity in that case is realized by the linear defects and the chiral vortical effect is generated by the fermionic zero modes propagating on these defects. The final result for the current can be obtained after thermodynamical averaging over the vortices. The simplicity of the setup allows for the explicit microscopic calculation of the effect and the comparison with the results provided by the calculation of the triangle diagrams with effective vertices, which are absent in the microscopic theory.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021070018

¹⁾e-mail: pavel.mitkin@phystech.edu; vzakharov@itep.ru

1. X.-G. Huang, Rept. Prog. Phys. **79**, 076302 (2016); arXiv:1511.04050.
2. D. Kharzeev, J. Liao, S. Voloshin, and G. Wang, Prog. Part. Nucl. Phys. **88**, 1 (2016); arXiv:1511.04050.
3. D. T. Son and P. Surowka, Phys. Rev. Lett. **103**, 191601 (2009); arXiv:0906.5044.
4. M. Stone and J. Kim, Phys. Rev. D **98**, 025012 (2018); arXiv:1804.08668.

Classification of emergent Weyl spinors in multi-fermion systems

M. A. Zubkov¹⁾

Physics Department, Ariel University, 40700 Ariel, Israel

National Research Center “Kurchatov Institute” – ITEP, 117259 Moscow, Russia

Submitted 2 February 2021

Resubmitted 2 February 2021

Accepted 4 February 2021

DOI: 10.31857/S1234567821070041

Electrons in solids are described by multi-component spinors carrying band index. However, at low energies we may describe electrons by effective spinors with the essentially reduced number of components. Only those energy bands are relevant that cross Fermi energy. In Dirac/Weyl semimetals with Fermi points the emergent spinors are two component if Fermi energy is close to the position of the Fermi points. Due to the repulsion of energy levels the Fermi points are unstable unless they are protected by topology. Therefore, the effective description in terms of the two-component spinors typically survives in the case when the topological invariants protecting the Fermi points are nonzero.

In the present paper we extend the existing classification [1] of Weyl points into two directions. First of all, we notice that in general case of interacting systems the two topological invariants N_3 and $N_3^{(3)}$ may be introduced. Both are composed of the Green functions. They become different in general case. As a result in case of the minimal values $N_3, N_3^{(3)} = \pm 1$ we obtain the four topologically distinct types of Weyl fermions. We call two of them the left-handed and the right-handed particles, and the other two – the left-handed and the right-handed “anti-particles”. The latter types of Weyl points are referred to as the anti-Weyl points, they may appear only in the presence of interactions. This classification extends the conventional one, which considers the two types of relativistic Weyl fermions – the left-handed, and the right-handed. Another direction for the extension of the classification of emergent Weyl fermions is related to consideration of the non-homogeneous systems following methodology of [2].

We start from the consideration of equilibrium condensed matter system with the n -component spinors ψ at zero temperature. Let us consider the Green function

$$\langle x_1, t_1 | \hat{G} | x_2, t_2 \rangle = \frac{-i}{Z} \int D\psi D\bar{\psi} D\Phi \exp \left(iR[\Phi] + \right. \quad (1)$$

$$\left. + i \int dt \sum_{\mathbf{x}} \bar{\psi}_{\mathbf{x}}(t) (i\partial_t - \hat{H}(\Phi) e^{-i\epsilon}) \psi_{\mathbf{x}}(t) \right) \psi_{x_1}(t_1) \bar{\psi}_{x_2}(t_2).$$

Here hamiltonian $\hat{H}(\Phi)$ is a Hermitian operator depending on the field Φ , which provides interactions, $R[\Phi]$ is its action. Sum over points of coordinate space is to be understood as an integral over d^3x for continuous coordinate space. However, we may also consider lattice tight-binding models, in which case we have the sum over the lattice points. Factor $e^{-i\epsilon}$ is introduced here in order to point out how the poles in Feynmann diagrams are to be treated. ϵ is assumed to be very small.

Several branches of spectrum of $\hat{H}$ repel each other. Therefore, the minimal number $n_{\text{reduced}} = 2$ of branches are able to cross each other. And this minimal number is fixed by topology of momentum space. Let us consider the position of the crossing of 2 branches of $\hat{H}$. At low energies (close to the Fermi level coinciding with the branch crossing point) the contribution to the physical observables of the reduced two-component fermions Ψ , $\bar{\Psi}$ dominates over the contribution of the gapped ones.

In the homogeneous case the Green function may be written as $\langle x_1, t_1 | \hat{G} | x_2, t_2 \rangle = G(t_1 - t_2, x - y)$. In order to construct the topological invariants responsible for the stability of Fermi points we may also use the Green function of the reduced low energy theory

$$G(t_1 - t_2, x - y) = \frac{-i}{Z} \int D\Psi D\bar{\Psi} D\Phi \times$$

$$\times \exp \left(iR[\Phi] \right) \exp \left(i \int dt \sum_{\mathbf{x}} \bar{\Psi}_{\mathbf{x}}(t) (im'_{\Phi,a} \sigma^a \partial_t + \right.$$

$$\left. + [\mu m'_{\Phi,a} \sigma^a - m_{\Phi,k}^L(\hat{\mathbf{p}}) \hat{\sigma}^k - m_{\Phi}(\hat{\mathbf{p}})] e^{-i\epsilon} \right) \Psi_{\mathbf{x}}(t) \times$$

$$\times \Psi_x(t_1) \bar{\Psi}_y(t_2). \quad (2)$$

Here $\mathbf{p}$ is momentum, σ^a are Pauli matrices, while m^L , m , and m' are the functions of momenta depending also on the field Φ . The latter is assumed to be slowly varying, so that the commutators $[\hat{\mathbf{p}}, \Phi]$ may

¹⁾e-mail: zubkov@itep.ru

be neglected. Then we compose the Fourier transform $G(P_0, P_1, P_2, P_3)$ of the Green function. We substitute to $G(P_0, P_1, P_2, P_3)$ the values $P_0 = i\omega$ and $P_j = p_j$ for $j = 1, 2, 3$. The first topological invariant is given by

$$N_3 = \frac{1}{3!4\pi^2} \int_{\Sigma} \text{Tr} \left[G(\omega, \mathbf{p}) dG^{-1}(\omega, \mathbf{p}) \wedge dG_H(\omega, \mathbf{p}) \wedge dG_H^{-1}(\omega, \mathbf{p}) \right]. \quad (3)$$

Here Σ is the three-dimensional hypersurface surrounding the Fermi point in $4D$ momentum space (composed of $3D$ momentum space and the axis of $\omega = p_4$).

In addition, we define

$$G_H(\omega, \mathbf{p}) = \frac{1}{i\omega - G(0, \mathbf{p})^{-1}}. \quad (4)$$

The second topological invariant is defined as

$$N_3^{(3)} = \frac{1}{3!4\pi^2} \int_{\Sigma} \text{Tr} \left[G_H(\omega, \mathbf{p}) dG_H^{-1}(\omega, \mathbf{p}) \wedge dQ_H(\omega, \mathbf{p}) \wedge dG_H^{-1}(\omega, \mathbf{p}) \right]. \quad (5)$$

For the minimal values of N_3 and $N_3^{(3)}$ we classify the Weyl points according to the following Table 1.

Table 1. Weyl fermions and values of topological invariants

Fermion type	N_3	$N_3^{(3)}$
Left-handed Weyl point	+1	+1
Right-handed Weyl point	-1	-1
Left-handed anti-Weyl point	+1	-1
Right-handed anti-Weyl point	-1	+1

In the systems with weak inhomogeneity as above one may define the two topological invariants. We define Wigner transformation of Green function $G_W^{(M)}(p, x) = \int d^4 \langle x + r/2 | \hat{G} | x - r/2 \rangle e^{i(p_0 r_0 - \mathbf{p} \mathbf{r})}$. Wick rotation we introduce $p_0 = i\omega = iP_4$, and $P_j = p_j$ for $j = 1, 2, 3$; $x_0 = -iX_4$, $X_j = x_j$, and denote the Euclidean Wigner transformation of Green function: $G_W(P, X) = G_W^{(M)}(p, x)$. We also define Q_W that obeys $Q_W * G_W = 1$. Here by $*$ we denote the Moyal product

$$* = e^{\frac{i}{2} (\overleftarrow{\partial}_{X^i} \overrightarrow{\partial}_{P_i} - \overleftarrow{\partial}_{P_i} \overrightarrow{\partial}_{X^i})}.$$

The first topological invariant is given by

$$N_3 = \frac{1}{3!4\pi^2 |\mathbf{V}|} \int_{\Sigma} \int d^3 X \text{Tr} \left[G_W(P, X) * dQ_W(P, X) * \wedge dG_W(P, X) * \wedge dQ_W(\omega, P, X) \right]. \quad (6)$$

$|\mathbf{V}|$ is the three-volume of the system. Here Σ is the three-dimensional hypersurface surrounding the singularity $\mathcal{M}^{(i)}$ of expression standing inside the integral.

The general procedure for the construction of such invariants has been proposed in [2]. In addition, we define

$$Q_{H,W} = i\omega - Q_W(P, X) \Big|_{\omega=0}$$

and $G_{H,W}$ obeys

$$Q_{H,W} * G_{H,W} = 1.$$

Then the second topological invariant can be defined as

$$N_3^{(3)} = \frac{1}{3!4\pi^2 |\mathbf{V}|} \int_{\Sigma} \int d^3 X \text{Tr} \left[G_{H,W}(P, X) * dQ_{H,W}(P, X) * \wedge dQ_{H,W}(\omega, P, X) \right]. \quad (7)$$

Thus we come to an unexpected conclusion: in general case in multi-fermion systems with minimal values of $N_3, N_3^{(3)} = \pm 1$ the emergent Weyl fermions appear in four rather than two topologically different classes. The appearance of anti-Weyl points with $N_3 = -N_3^{(3)}$ has sense only in the presence of the conventional Weyl fermions with $N_3 = N_3^{(3)}$. Without the latter R transformation $\Psi \rightarrow -\Psi, \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}$ brings Weyl fermions to the type of “particles” with $N_3 = N_3^{(3)}$. At the same time if both types of Weyl fermions co-exist, the interesting phenomena may occur. For example, a couple of Weyl fermions $(N_3, N_3^{(3)}) = (-1, -1)$ and $(-1, +1)$ may merge giving marginal Weyl point with $(N_3, N_3^{(3)}) = (-2, 0)$. We gave an example of the lattice condensed matter system, in which two right-handed Weyl points exist. One of them is of the type of a Weyl point while another one is of the type of the anti-Weyl point. Changing smoothly parameter α of the system it is possible to bring it to the state, in which the Weyl point and the anti-Weyl point merge giving the marginal Weyl point with $N_3 = -2$ and $N_3^{(3)} = 0$.

We would like to notice that the classification presented here may be relevant for the high energy physics and applications of quantum field theory to cosmology (see [3, 4] and references therein). Then the appearance of the four (rather than two) topologically distinct types of Weyl fermions may be assumed from the very beginning. Such a construction may be relevant for the proper theory of quantum gravity, which should include the strong fluctuations of vierbein giving rise to all four types of the Weyl points [4].

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021070031

1. G. E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Clarendon Press, Oxford (2003).
2. M. A. Zubkov and X. Wu, Ann. Phys. **418**, 168179 (2020); arXiv:1901.06661.
3. G. E. Volovik, arXiv:2011.06466.
4. S. N. Vergeles, arXiv:1903.09957.

Изменение критической температуры халькогенидов железа под влиянием примесных фаз и сверхстехиометрического железа

И. И. Гимазов⁺, А. Г. Киямов*, Н. М. Лядов⁺, А. Н. Васильев^{×,°}, Д. А. Чареев^{*∇}, Ю. И. Таланов⁺¹⁾

⁺ Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

* Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

[×] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[°] Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

[∇] Институт экспериментальной минералогии РАН, 142432 Черногоровка, Россия

Поступила в редакцию 22 декабря 2020 г.

После переработки 2 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 марта 2020 г.

Результаты измерения транспортных и магнитных параметров кристаллов халькогенидов железа $\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_x\text{Te}_{1-x}$ проанализированы с учетом данных о химическом составе и наличии примесных фаз, полученных с помощью рентгеновской дифрактометрии. Установлено, что ионы избыточного (сверхстехиометрического) железа, так же как и примесные фазы, вызывают напряжения в кристаллической решетке, и это приводит к повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Количество примесных включений в результате спинодального распада растет со временем, что также способствует повышению критической температуры.

DOI: 10.31857/S1234567821070053

1. Введение. Ранее было установлено [1], что повышение критической температуры T_c при замене части селена в соединении FeSe на теллур происходит из-за возникновения напряжений в кристаллической решетке $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$. Эти напряжения действуют аналогично внешнему гидростатическому давлению, которое, как известно [2], вызывает рост T_c в FeSe . В таких случаях принято говорить о возникновении внутреннего (или химического) давления в материалах [3]. Снятие внутрикристаллических напряжений путем отжига и медленного охлаждения кристаллов $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ приводит к уменьшению доли сверхпроводящей фазы вплоть до 0 [1].

Еще одним фактором, существенно влияющим на сверхпроводящие свойства соединений $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$, является избыточное (сверхстехиометрическое) железо Fe_{exs} , которое практически всегда возникает при синтезе и выращивании кристаллов комплексных (содержащих и Se и Te) халькогенидов железа. Поэтому корректная химическая формула этих соединений записывается как $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x = 0 \div 1$; $y = 0 \div 0.2$). Эффекты избыточного железа разнообразны и неоднозначны по своей направленности.

С одной стороны, дополнительные ионы железа повышают концентрацию свободных электронов и, тем самым, должны улучшать проводимость материала. С другой стороны, их магнитные моменты, не встроенные в регулярную антиферромагнитную решетку, служат дополнительными центрами рассеяния носителей тока, ухудшая проводящие и сверхпроводящие свойства материала [4]. Внедряемые в междоузелье решетки атомы Fe_{exs} создают в ней напряжения, что, как известно [3, 5], должно вызывать повышение T_c . Поэтому избыточное железо неоднозначно воздействует на транспортные характеристики кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, что нашло свое отражение в противоречивости выводов о его роли, опубликованных в периодической научной литературе (см., например, [6–9]).

Задача настоящей работы заключается в прояснении влияния избыточного железа и примесных фаз на транспортные и сверхпроводящие свойства кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$. Для решения этой задачи мы использовали резистивные, магнитные и спектроскопические методы исследования. Химический состав исследованных образцов определялся с помощью энергодисперсионной спектроскопии, а для структурного и фазового анализа применялась порошковая рентгеновская дифрактометрия.

¹⁾ e-mail: gimazov@kfti.knc.ru

Таблица 1. Номинальный и реальный состав исследованных образцов (свежеприготовленных и после двухлетнего хранения в сухой атмосфере)

Номинальный химический состав образцов	Реальный состав свежеприготовленных образцов	Реальный состав образцов после двухлетнего хранения
FeSe	Fe _{0.99} Se _{1.01}	Fe _{1.12} Se _{1.00}
FeTe _{0.4} Se _{0.6}	Fe _{1.08} Te _{0.44} Se _{0.56}	Fe _{1.19} Te _{0.46} Se _{0.54}
FeTe _{0.5} Se _{0.5}	Fe _{1.04} Te _{0.49} Se _{0.51}	Fe _{1.22} Te _{0.52} Se _{0.48}
FeTe _{0.7} Se _{0.3}	Fe _{1.01} Te _{0.67} Se _{0.33}	Fe _{1.20} Te _{0.70} Se _{0.30}
FeTe _{0.9} Se _{0.1}	Fe _{1.19} Te _{0.91} Se _{0.09}	—

2. Экспериментальная техника и методы измерений. В данной работе исследовались монокристаллы $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ с различным содержанием железа ($y = 0 \div 0.27$); соотношение содержания теллура и селена варьировалось от 0 до 0.9. В таблице 1 приведен список исследованных образцов, их номинальный и реальный состав, определенный сразу после приготовления и после длительного (примерно 2 года) хранения в эксикаторе с сухим воздухом. Монокристаллы выращивались методом кристаллизации из раствора в расплаве. Процедура выращивания подробно изложена в работе [10]. Точный химический состав образцов определялся с помощью блока энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), встроенного в сканирующий электронный микроскоп Carl Zeiss EVO 50 XVP. EDX анализ показал, что кристалл без теллура имеет состав, близкий к стехиометрическому: $\text{Fe}_{0.99}\text{Se}_{1.01}$. Образцы с теллуrom имели значительный избыток железа сверх стехиометрии (см. табл. 1). Доля избыточного железа Fe_{exc} становится значительно больше после двухгодичного хранения образцов. Кроме того, после хранения спектры EDX обнаруживают присутствие кислорода в образцах, что свидетельствует о химическом взаимодействии поверхностных слоев кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ с атмосферным кислородом.

Для определения температуры перехода образцов в сверхпроводящее состояние использовались измерения высокочастотной магнитной восприимчивости с помощью системы из трех катушек: возбуждающей, приемной (с образцом) и компенсирующей [11]. Измерения проводились на частоте 1.37 кГц. Температурная зависимость магнитной восприимчивости двух исследованных образцов показана на рис. 1. Согласно этим данным, объемная доля сверхпроводящей фазы в кристалле FeSe близка к 100 %. При добавлении теллура эта доля значительно уменьшается. Этот факт согласуется с данными мюонных исследований [12], а также с транспортными и магнитными измерениями [13], которые показали, что в соединениях $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с $x \leq 0.5$ сверхпроводимость имеет необъемный характер. В то же время

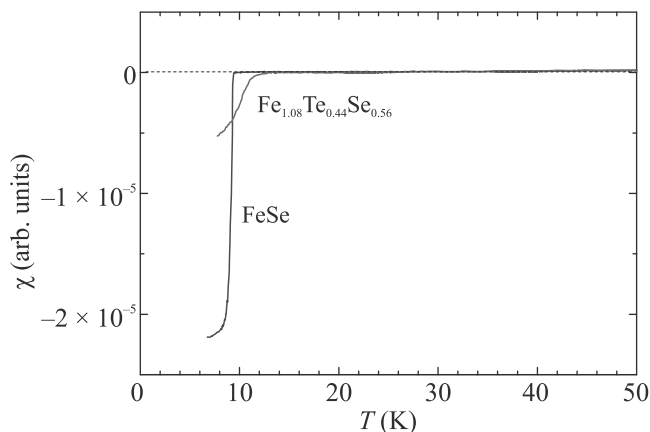


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость высокочастотной магнитной восприимчивости свежеприготовленных образцов FeSe и $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$. Переход в сверхпроводящее состояние, выраженный возникновением и ростом диамагнитной восприимчивости, в образце $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ намного шире и меньше по величине по сравнению с таковым в FeSe. Измерения сделаны в постоянном магнитном поле $H_a = 25$ Ое, направленном перпендикулярно плоскости ab кристалла, на частоте 1.37 кГц

температура начала перехода в сверхпроводящее состояние T_c^{on} в этих кристаллах достаточно высокая ($T_c^{\text{on}} = 12.5$ К у $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$).

Проводящие свойства кристаллов оценивались по величине и температурной зависимости электросопротивления в интервале от 4 до 300 К. Измерение сопротивления проводилось стандартным четырехконтактным способом на постоянном токе величиной 3.6 мА. Токовые и потенциальные контакты крепились с помощью серебряной проводящей пасты на плоскости ab кристалла. Таким образом измерялась продольная составляющая сопротивления R_{ab} , которая потом пересчитывалась в удельное сопротивление ρ с учетом размеров кристалла.

3. Результаты и обсуждение. Чтобы решить поставленную задачу – определение роли избыточного железа и примесных фаз на транспортные и сверхпроводящие свойства халькогенидов железа

$\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, мы анализировали данные о структуре, химическом составе и наличии примесных фаз вместе с результатами измерения сопротивления и высокочастотной магнитной восприимчивости серии кристаллов с изменяющимся в широких пределах соотношением Te/Se . Также осуществлялся контроль содержания железа, его соответствие стехиометрическому составу соединения либо превышение такового. Как оказалось, такие характеристики объектов исследования претерпевают значительные изменения со временем их длительного хранения в атмосфере сухого воздуха. Поэтому анализ этих изменений и соответствующих изменений транспортных и сверхпроводящих параметров дает дополнительные сведения об исследованных эффектах.

На рисунке 2 приведены температурные зависимости удельного сопротивления ρ трех исследованных кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$. Измерения проводились в нулевом магнитном поле. Для удобства сравнения величины $\rho(T)$ пронормированы на величину удельного сопротивления при температуре 250 К. Видно, что сопротивление кристалла FeSe имеет металлический характер во всем интервале температур от сверхпроводящего перехода до 250 К, причем средний наклон $\rho(T)$ – довольно значительный и характеризуется отношением $\rho(300\text{ К})/\rho(10\text{ К}) = 19$. На зависимости $\rho(T)$ при температуре около 90 К отчетливо наблюдается излом, обусловленный переходом от тетрагональной структуры к орторомбической. Все эти факты, так же как узкий переход в сверхпроводящее состояние при $T = 9\text{ К}$, свидетельствуют о высоком качестве данного кристалла FeSe и его хорошей однородности.

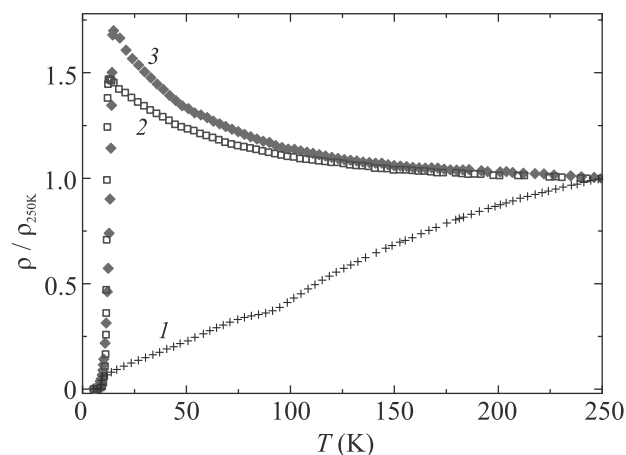


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурная зависимость нормированного удельного сопротивления $\rho(T)/\rho(250\text{ К})$ трех исследованных образцов: 1 – FeSe ; 2 – $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$; 3 – $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$

Совсем иная картина наблюдается на кристаллах, содержащих теллур. Зависимость $\rho(T)$ этих образцов имеет прыжковый (полупроводниковый) характер (рис. 2, зависимости 2 и 3). Это связано с наличием избыточного железа Fe_{exc} , которое значительно усиливает рассеяние носителей тока и приводит к их слабой локализации [4]. Как было установлено в ходе рентгеноструктурных исследований [6], ионы сверхстехиометрического железа локализуются в плоскости халькогенов. Такое расположение приводит к тому, что ионы Fe_{exc} действуют не только как поставщики дополнительных электронов в зону проводимости, но и как эффективные центры рассеяния носителей тока, которые при достаточно большой концентрации создают эффект слабой локализации. Этот эффект проявляется в форме температурной зависимости сопротивления активационного типа в образцах $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, содержащих большое количество Fe_{exc} (см. рис. 2).

Широкий переход в сверхпроводящее состояние ($5 \div 6\text{ К}$) также свидетельствует о значительной неоднородности кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$. В то же время температура начала сверхпроводящего перехода T_c^{on} оказалась достаточно высокой: 14.6 К в кристалле $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ и 12.5 К в $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$. Очевидно, что неоднородность образцов оказывает двойное действие на их свойства. С одной стороны, она ухудшает их проводимость, а с другой – возникающие в кристаллах механические напряжения (так называемое “химическое давление”) приводят к повышению критической температуры T_c [1].

Чтобы определить, с какими посторонними фазами связаны неоднородность кристаллической структуры и внутренние напряжения, возникающие в ней, были выполнены рентгеноструктурный и фазовый анализы кристаллов, проявляющих неоднородность в виде широкого сверхпроводящего перехода и сопротивления активационного типа. Пример рентгеновской дифрактограммы одного из таких образцов ($\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.46}\text{Se}_{0.54}$) показан на рис. 3. Как можно видеть на этом графике, в кристалле присутствует несколько посторонних фаз: Fe_3O_4 , Fe_7Se_8 и $\text{Fe}_3\text{Se}_{2.1}\text{Te}_{1.8}$. Такие фазы были обнаружены ранее и другими авторами, изучавшими свойства кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ [1, 14–17]. Магнетит Fe_3O_4 образуется на поверхности халькогенидов железа при контактах с кислородом атмосферы [18]. Линия кислорода появляется в спектрах EDX после длительного хранения кристаллов в эксикаторе с сухой атмосферой. Присутствие фазы Fe_3O_4 подтверждается измерениями магнитной восприимчивости в зависимости от температуры. На рисунке 4 приведена

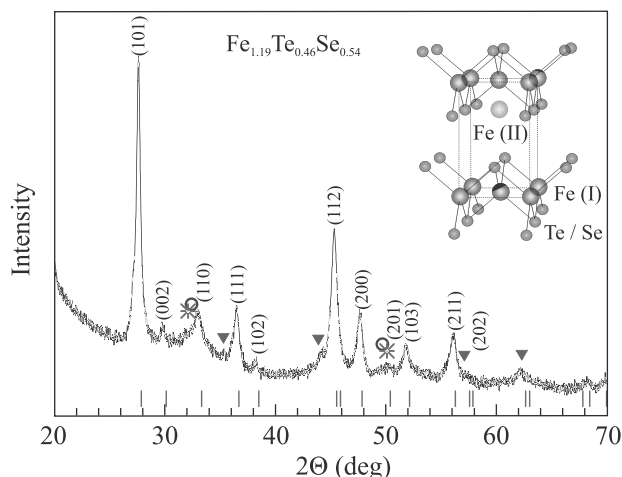


Рис. 3. (Цветной онлайн) Рентгеновская дифрактограмма монокристалла $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.46}\text{Se}_{0.54}$, растертого в порошок (черная кривая). Излучение $\text{Cu-K}\alpha$. Красными вертикальными штрихами в нижней части графика отмечены рассчитанные для этого соединения позиции брегговских пиков. Положения пиков возможных примесных фаз обозначены значками: треугольники ($\blacktriangledown$) — Fe_3O_4 ; кружки ($\circ$) — Fe_7Se_8 ; звездочки (*) — $\text{Fe}_3\text{Se}_{2.1}\text{Te}_{1.8}$. На вставке изображена структура кристаллической решетки соединения $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, рассчитанная с помощью программы Diamond (ver. 3.2k) по данным рентгеноструктурного анализа (табл. 2). Положение ионов стехиометрического Fe(I) и избыточного Fe(II) железа обозначено темными и светлыми серыми сферами соответственно

Таблица 2. Параметры кристаллической структуры размоленного в порошок кристалла $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.46}\text{Se}_{0.54}$, полученные с помощью полнопрофильного анализа дифрактограммы по методу Ритвельда с использованием программы FullProf [22]

Группа симметрии: P4/nmm					
Параметры решетки (Å, градусы)					
a	b	c	α	β	γ
3.7989	3.7989	5.9272	90.0	90.0	90.0
Положение ионов в элементарной ячейке					
	S^*	x	y	z	K'
Fe(I)	2a	0.75	0.25	0.00000	1.000
Fe(II)	2c	0.25	0.25	0.76984	0.136
Se	2c	0.25	0.25	0.26858	0.550
Te	2c	0.25	0.25	0.26858	0.450

S^* — позиция, K' — коэффициент заполнения.

соответствующая зависимость для одного из образцов, $\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_{0.52}\text{Se}_{0.48}$. На высокотемпературной части графика ($T > T_c$) отчетливо виден излом при $T \simeq 120$ К, характерный для магнитных фазовых переходов. В работах [14, 19] было предложено объяснение этой особенности кривой $\chi(T)$ наличием в

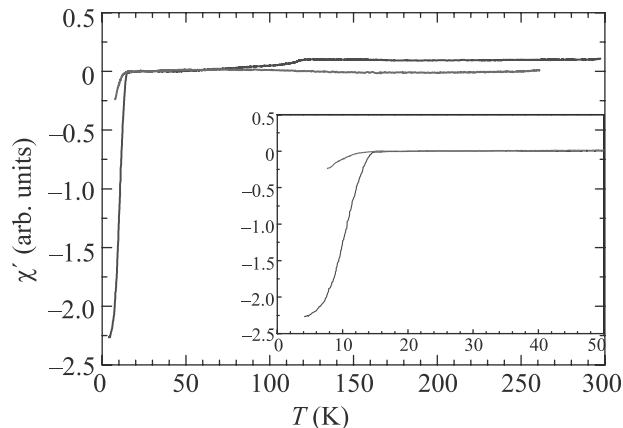


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость высокочастотной магнитной восприимчивости монокристалла с номинальным составом $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ (свежеприготовленный — красные линии; после длительного хранения — синие). Ступенька при температуре около 120 К обусловлена антиферромагнитным упорядочением примесной фазы Fe_3O_4 . На вставке показан сверхпроводящий переход в увеличенном масштабе

образце примесной фазы магнетита Fe_3O_4 , который претерпевает фазовый переход от кубической к низкотемпературной моноклинной структуре, существующей ниже $T_v = 120 \div 125$ К (переход Вервея) [20, 21].

Помимо наличия примесных фаз, рентгеноструктурный анализ позволил выявить и определить положение ионов избыточного железа (табл. 2). Расчеты показали, что ионы Fe_{exc} располагаются в плоскости халькогенов (см. вставку на рис. 3). Эта позиция обозначается символом Fe(II) в отличие от позиции стехиометрического железа Fe(I). Оценки степени занятости позиций Fe(II) в кристаллах после двухгодичного хранения дают величину $0.14 \div 0.20$, что хорошо согласуется со значениями процентного содержания железа, полученными с помощью фотоэлектронной спектроскопии EDX (табл. 1).

Важную информацию о влиянии примесных фаз можно получить из долговременных наблюдений за составом и транспортными характеристиками образцов. (Отметим, что кристаллы хранятся в атмосфере сухого воздуха.) EDX анализ химического состава образцов, сделанный с интервалом в два года, показал, что соотношение элементов заметно изменяется с течением времени. Существеннее всего меняется процентный состав железа: в некоторых образцах он возрастает на ~ 10 ат.%. Кроме того, незначительно меняется соотношение Te/Se в пользу теллура, в пределах 2 ат.%. Как такие изменения отражаются на свойствах кристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, можно видеть на рис. 4 и 5.

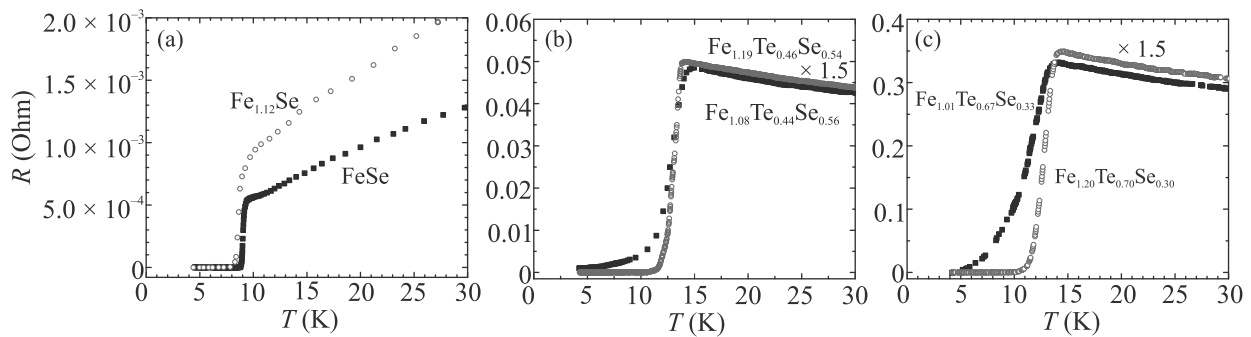


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость сопротивления трех образцов $\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_x\text{Te}_{1-x}$, демонстрирует, как изменяется их химический состав и переход в сверхпроводящее состояние при длительном хранении в сухой кислородной атмосфере. Черные точки – $R(T)$ свежеприготовленного кристалла, красные точки получены по прошествии двух лет

Изменение сверхпроводящего перехода кристалла FeSe с ростом доли Fe_{ex} показано на рис. 5а. Переход становится более широким, T_c слегка понижается. Такое поведение критической температуры вполне согласуется с результатами других ранее опубликованных работ (см., например, [23]). Однако в кристаллах с теллуром все происходит по-другому: T_c не только не снижается, но даже возрастает в некоторых случаях (см. рис. 5б,с). Кроме того, переход становится значительно уже, а объемная доля сверхпроводящей фазы существенно возрастает, как это видно по результатам измерений магнитной восприимчивости до и после хранения образцов (см. вставку рис. 4).

Объяснение такого поведения можно сделать на основе предположения о спиновом распаде соединений $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, выдвинутом в работе [1]. Этот распад приводит к образованию с течением времени примесных фаз, таких как Fe_7Se_8 , $\text{Fe}_3\text{Se}_{2.1}\text{Te}_{1.8}$ и др. Микроскопические включения этих соединений приводят к искажению кристаллической решетки исходного материала, вызывают в ней напряжения и тем самым способствуют повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

Сделать оценку искажения кристаллической решетки под действием напряжений можно по уширению брегговских пиков в рентгеновской дифрактограмме и зависимости уширения от угла Θ [24]. Однако использовать для этой цели дифрактограммы, полученные после размалывания кристаллов в порошок, невозможно, так как в процессе размалывания в структуру материала вносится большое количество дефектов. Их наличие приводит к существенно большему уширению пиков по сравнению с уширением, обусловленным примесными фазами и избыточным железом. Поэтому для оценки влияния последнего фактора нами были зарегистрированы

дифрактограммы кристаллов, не подвергавшихся размалыванию в порошок. Такие дифрактограммы не позволяют зафиксировать некогерентные посторонние фазы, но дают возможность обнаружить эффекты дефектов кристаллической структуры, образовавшихся в процессе роста и хранения кристаллов. Анализ зависимости ширины дифрактограммы на полувысоте пика FWHM от угла Θ (точнее – от $\tan \Theta$) (рис. 6) показал, что наклон прямой линии FWHM ($4 \tan \Theta$), который характеризует величину относительного изменения среднего межплоскостного расстояния ($\text{FWHM} = 4 \frac{\Delta d}{d} \tan \Theta$, [24]), меняется от значения 0.038 в свежеприготовленных кристаллах до 0.093 в состаренных. Кроме уширения пиков, было также зафиксировано их расщепление на несколько компонент (см. левую вставку рис. 6). Такое расщепление может свидетельствовать о фазовом расслоении материала образцов на несколько компонент, близких по составу, но с определенным, а не плавно меняющимся отношением Te/Se . Эти факты подтверждают предположение о спиновом распаде и росте внутренних искажений со временем.

Чтобы убедиться в том, что описанные выше эффекты носят объемный, а не поверхностный характер, мы исследовали с помощью энергодисперсионной спектроскопии химический состав состаренного кристалла $\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_{0.52}\text{Se}_{0.48}$ на его торцевом срезе, выполненном непосредственно перед измерениями EDX. Микрофотография среза, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа, показана на верхней панели рис. 7. Результаты анализа элементного состава в зависимости от расстояния z от левой плоской поверхности приведены на нижней панели рисунка. (Масштаб по оси z на верхней и нижней панелях – одинаковый.) Можно видеть, что распределение элементов по мере углубления остается

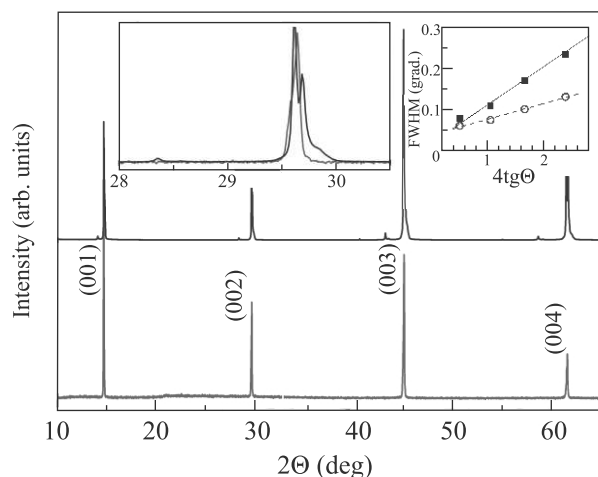


Рис. 6. (Цветной онлайн) Дифрактограммы свежеприготовленного кристалла $\text{Fe}_{1.04}\text{Te}_{0.56}\text{Se}_{0.44}$ (красные линии) и кристалла $\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_{0.52}\text{Se}_{0.48}$ после двухгодичного хранения (синие линии). На левой вставке показаны изменения формы и ширины одного из брегговских пиков (002) в малом угловом диапазоне. На правой вставке – зависимость ширины пиков на их полувысоте FWHM от тангенса угла наклона рентгеновского луча Θ . (Излучение $\text{Cu-K}\alpha$)

ся практически неизменным. Прямая линия, проведенная по точкам, которые характеризуют содержание железа, имеет очень малый отрицательный наклон (-0.001). Такая зависимость лежит в пределах экспериментальных ошибок. Проведенная проверка позволяет сделать заключение о том, что эффекты, обусловленные избыточным железом и спинодальным распадом, происходят во всем объеме кристалла, а не привязаны к его поверхности.

4. Заключение. В результате исследований монокристаллов халькогенидов железа $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, проведенных с помощью рентгеноструктурного анализа, измерений электрического сопротивления и магнитной восприимчивости, установлено, что избыточное (сверхстехиометрическое) железо оказывает влияние на свойства этих материалов двояко: с одной стороны, избыточные ионы Fe приводят к дополнительному рассеянию, увеличивая сопротивление и создавая эффект слабой локализации; с другой стороны, они вызывают напряжения в кристаллической решетке (внутреннее давление), которые способствуют повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Второй вывод, который можно сделать на основе полученных результатов, заключается в том, что со временем в кристаллах $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ происходит спинодальный распад с образованием примесных фаз. Эти фазы также создают внутренние напряжения, повышают критиче-

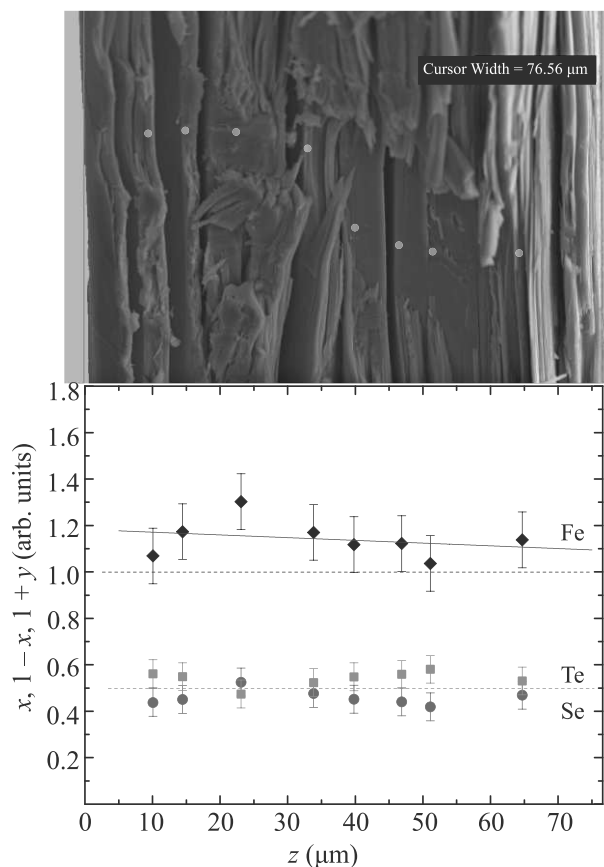


Рис. 7. (Цветной онлайн) Нижняя панель – распределение элементов по толщине состаренного образца $\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_{0.52}\text{Se}_{0.48}$, полученное с помощью энергодисперсионной спектроскопии: красные кружки соответствуют содержанию селена, оранжевые квадраты – Te, черные ромбы – Fe. Прямая синяя линия проведена по точкам содержания железа методом наименьших квадратов. Верхняя панель – микрофотография торцевого среза кристалла. Зелеными линиями отмечены края кристалла (плоскости ab). Точки, в которых регистрировались спектры EDX, отмечены серыми кружками

скую температуру и увеличивают объемную долю сверхпроводящей фазы.

Исследования, проводимые И. И. Гимазовым, были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 20-32-90063). Выращивание кристаллов выполнялось Д. А. Чаревым и А. Н. Васильевым при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 20-02-00561 и 17-29-10007, Правительства Российской Федерации (Постановление # 211, контракт # 02.A03.21.0006) и государственной поддержке Казанского федерального университета. Рентгеноструктурный анализ был выполнен А. Г. Киямовым при финансовой поддержке субсидии, выделенной

Казанскому федеральному университету для государственного задания в сфере научной деятельности (проект 0671-2020-0050).

1. S. Hartwig, N. Schäfer, M. Schulze, S. Landsgesell, D. Abou-Ras, Ch. G. F. Blum, S. Wurmehl, A. Sokolowski, B. Büchner, and K. Prokes, *Physica B: Condensed Matter* **531**, 102 (2018).
2. J. P. Sun, K. Matsuura, G. Z. Ye, Y. Mizukami, M. Shimozaawa, K. Matsubayashi, M. Yamashita, T. Watashige, S. Kasahara, Y. Matsuda, J.-Q. Yan, B. C. Sales, Y. Uwatoko, J.-G. Cheng, and T. Shibauchi, *Nat. Commun.* **7**, 12146 (2016).
3. Y. Mizuguchi, A. Miura, J. Kajitani, T. Hiroi, O. Miura, K. Tadanaga, N. Kumada, E. Magome, C. Moriyoshi, and Y. Kuroiwa, *Sci. Rep.* **5**, 14968 (2015).
4. T. J. Liu, X. Ke, B. Qian, J. Hu, D. Fobes, E. K. Vehstedt, H. Pham, J. H. Yang, M. H. Fang, L. Spinu, P. Schiffer, Y. Liu, and Z. Q. Mao, *Phys. Rev. B* **80**, 174509 (2009).
5. L. Li, Z. R. Yang, Z. T. Zhang, L. Pi, S. Tan, and Y. H. Zhang, *New J. Phys.* **12**, 063019 (2010).
6. M. Bendelev, P. Babkevich, S. Katrych, S. N. Gvasaliya, E. Pomjakushina, K. Conder, B. Roessli, A. T. Boothroyd, R. Khasanov, and H. Keller, *Phys. Rev. B* **82**, 212504 (2010).
7. Sh. Cao, Sh. Shen, L. Chen, Sh. Yuan, B. Kang, and J. Zhang, *J. Appl. Phys.* **110**, 033914 (2011).
8. A. Kumar, A. Pal, R. P. Tandon, and V. P. S. Awana, *Solid State Commun.* **151**, 1767 (2011).
9. K. E. Ingle, K. R. Priolkar, A. Pal, R. A. Zargar, V. P. S. Awana, and S. Emura, *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 015015 (2015).
10. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva, J.-Y. Lin, S. Kuzmichev, O. Volkovad, and A. Vasiliev, *Cryst. Eng. Commun.* **15**, 1989 (2013).
11. M. Nikolo, *Am. J. Phys.* **63**, 57 (1995).
12. R. Khasanov, M. Bendelev, A. Amato, P. Babkevich, A. T. Boothroyd, A. Cervellino, K. Conder, S. N. Gvasaliya, H. Keller, H.-H. Klauss, H. Luetkens, V. Pomjakushin, E. Pomjakushina, and B. Roessli, *Phys. Rev. B* **80**, 140511(R) (2009).
13. T. J. Liu, J. Hu, B. Qian et al. (Collaboration), *Nature Mater.* **9**, 716 (2010).
14. M. G. Rodriguez, G. Polla, C. P. Ramos, and C. Acha, *J. Alloys Compd.* **649**, 1031 (2015).
15. N. Zhang, Ch. Liu, J.-L. Zhao, T. Lei, J.-O. Wang, H.-J. Qian, R. Wu, L. Yan, H.-Zh. Guo, and K. Ibrahim, *Chin. Phys. B* **25**, 097402 (2016).
16. S. B. Harris and R. P. Camata, *Data in Brief* **27**, 104778 (2019).
17. R. Kumar and G. D. Varma, *Phys. Status Solidi B* **257**, 1900952 (2020).
18. N. Zhang, Ch. Liu, J.-L. Zhao, T. Lei, J.-O. Wang, H.-J. Qian, R. Wu, L. Yan, H.-Zh. Guo, and K. Ibrahim, *Chin. Phys. B* **25**, 097402 (2016).
19. E. H. H. Lim, K. Y. Tan, J. Y. C. Liew, M. M. A. Kechik, S. A. Halim, S. K. Chen, K. B. Tan, and X. Qi, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **28**, 2839 (2015).
20. E. J. W. Verwey and P. W. Haayman, *Physica* **8**, 979 (1941).
21. F. Watz, *Journal of Physics: Condensed Matter* **14**, R285 (2002).
22. J. Rodriguez-Carvajal, *Physica B: Condensed Matter* **192**, 55 (1993).
23. T. M. McQueen, Q. Huang, V. Ksenofontov, C. Felser, Q. Xu, H. Zandbergen, Y. S. Hor, J. Allred, A. J. Williams, D. Qu, J. Checkelsky, N. P. Ong, and R. J. Cava, *Phys. Rev. B* **79**, 014522 (2009).
24. D. Balzar and S. Popović, *J. Appl. Crystallogr.* **29**, 16 (1996).

Квантовая симметризация водородных связей во льду

И. А. Рыжкин¹⁾, М. И. Рыжкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 4 марта 2021 г.

После переработки 6 марта 2021 г.

Принята к публикации 6 марта 2021 г.

В работе теоретически рассмотрена структура водородных связей во льду при учете квантового туннелирования протонов вдоль связей и кулоновского взаимодействия протонов различных связей. Показано, что при достаточно малых длинах водородных связей, ширина и высота потенциального барьера становятся настолько малыми, что туннелирование протонов вдоль связей приводит к образованию квантовых симметричных водородных связей. При выборе вариационной волновой функции протонов учитываются локальные корреляции, задаваемые правилами льда, что приводит к повышению вклада квантового туннелирования и к возможности экспериментального наблюдения эффекта симметризации при более низком значении давления, чем обычное приближение самосогласованного поля, используемое ранее. Квантовая симметризация водородных связей происходит при больших длинах водородных связей, т.е. при более низком давлении, чем классическая симметризация связей, обусловленная превращением потенциала протона в форму с одной ямой.

DOI: 10.31857/S1234567821070065

1. Введение. Водородная связь представляет собой притягивающее взаимодействие между атомом водорода из молекулы или молекулярного фрагмента $X-H$, в котором X является более электроотрицательным, чем H , и атомом или группой атомов Y в той же или другой молекуле. Схематически водородную связь изображают в виде диаграммы $X-H \cdots Y$, где тире соответствует полярной ковалентной связи, а три точки соответствуют частично ковалентной и частично кулоновской связи. Энергия водородной связи лежит в широких пределах: от сотых долей электронвольта до полутора электронвольт. Водородная связь широко распространена в природе и играет важную роль в биохимических процессах, в физике полимеров, а также определяет физические свойства воды и льда [1, 2].

Со структурной точки зрения водородная связь в большинстве случаев несимметричная, т.е. протон смещен от середины водородной связи в сторону одного из связываемых атомов. При классическом описании это означает, что потенциальная энергия протона как функция координаты вдоль водородной связи имеет два минимума или две потенциальные ямы, и протон находится в одной из них. Под симметричной водородной связью, которая встречается значительно реже, в большинстве работ понимают связь, реализуемую протоном, находящимся точно посередине водородной связи, в единственном мини-

муме одноямной потенциальной энергии [3]. Однако, по сравнению с другими ионами, протон имеет наименьшую массу, что может привести к большей роли квантовых эффектов при описании протона. Более того, потенциальные барьеры разделяющие возможные положения протонов в соединениях с водородной связью могут быть достаточно узкими и низкими, что также должно приводить к существенным квантовым эффектам. В настоящее время рассмотрение квантовых эффектов протонов, называемых также ядерными квантовыми эффектами, в соединениях с водородной связью становится важным направлением физики конденсированного состояния [4–10].

Целью данной работы является теоретическое изучение поведения водородных связей во льду при учете кулоновского взаимодействия протонов различных связей и квантового туннелирования протонов вдоль связей. Мы покажем, что одновременный учет взаимодействия и туннелирования приводит к наличию квантового фазового перехода в состояние с симметричной двухямной водородной связью. Экспериментально такой переход может быть реализован в фазах льда при высоком давлении, которое приводит к уменьшению длины водородной связи, к уменьшению высоты и ширины потенциального барьера, разделяющего потенциальные ямы. В результате квантовое туннелирование становится настолько существенным, что может привести к образованию квантовой симметричной водородной связи. Подчеркнем, что квантовая симметричная водородная связь реа-

¹⁾e-mail: ryzhkin@issp.ac.ru

лизуется при малых, но конечных ширинах и высотах потенциального барьера, т.е. при двухямном потенциале. И это принципиально отличает ее от классической симметричной водородной связи, реализующейся при одноямной форме потенциала. По нашим оценкам квантовая симметричная водородная связь должна реализоваться при более низких давлениях, чем классическая симметричная водородная связь [3].

2. Описание модели и квантовый фазовый переход. В большинстве работ по изучению квантовых ядерных эффектов протона все внимание обращено на квантовое туннелирование протона через потенциальный барьер, разделяющий два возможных положения протона на связи. Туннелирование приводит к расщеплению двукратно вырожденного при отсутствии туннелирования состояния протона на симметричное и антисимметричное состояние. Величина расщепления может служить мерой ядерных квантовых эффектов. При учете только туннелирования, несмотря на двухямный характер потенциала, для симметричного и антисимметричного состояний вероятности нахождения протона в любой из ям равны, то есть связь симметричная. Однако, помимо туннелирования и расщепления уровней существует и кулоновское взаимодействие протонов, локализованных на различных связях, которое при классическом рассмотрении приводит к наличию правила льда: вблизи каждого иона кислорода два и только два протона. Это правило характеризует коллективное поведение протонов. Гамильтониан протонов, приводящий к правилу льда, и который одновременно учитывает кулоновское взаимодействие между протонами и квантовое туннелирование, был предложен в работе [11], имеет следующий вид:

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{zi} \sigma_{zj} - \Omega \sum_i \sigma_{xi}, \quad (1)$$

где $J > 0$ – константа взаимодействия между протонами ближайших связей, Ω – характеризует расщепление двукратно вырожденного уровня протона в отдельной яме на уровни симметричного и антисимметричного состояний, σ_{xi} , σ_{zi} – матрицы Паули, описывающие протоны водородных связей:

$$\sigma_{xi} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_{zi} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$|+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |-\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Суммирование в первой сумме (1) идет по всем парам ближайших соседей, во второй сумме по всем

водородным связям. Состояние протона описывается двухкомпонентной волновой функцией, причем функции $|+\rangle$ и $|-\rangle$ в формуле (2) относятся к протонам в двух различных минимумах потенциальной энергии.

Описанная выше модель является одним из вариантов модели Изинга в поперечном магнитном поле. Главной особенностью приведенного варианта являются знак константы взаимодействия и специфика решетки псевдоспинов, которая образована серединами связей кислородной решетки гексагонального или кубического льда. В обоих случаях решетка состоит из системы связанных тетраэдров, см. рис. 1. При такой геометрии решетки невозможно удовле-

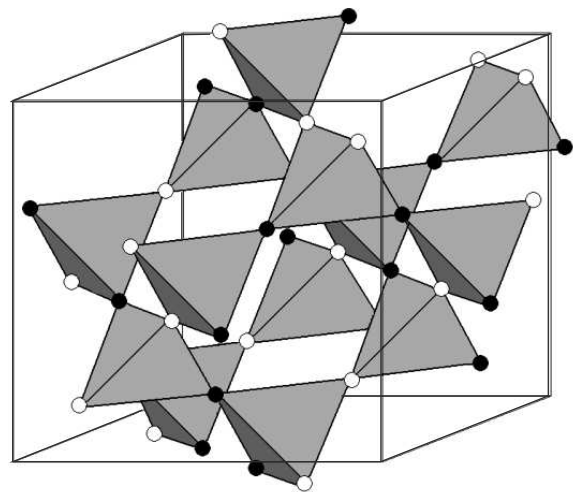


Рис. 1. Фрагмент решетки псевдоспинов для кубического льда, середины водородных связей образуют систему связанных тетраэдров. Аналогичная система связанных тетраэдров имеет место и для гексагонального льда (отличие только в ориентации ближайших тетраэдров). Темные и светлые вершины тетраэдров соответствуют псевдоспинам в состоянии $|+\rangle$ и $|-\rangle$ соответственно

творить всем локальным правилам, минимизирующим энергию взаимодействия, см. рис. 2. Такая ситуация называется фрустрацией, а соответствующие решетки геометрически фрустрированными решетками. В классической модели, без второго слагаемого в формуле (1), любое состояние тетраэдра с двумя псевдоспинами $+1$ и двумя -1 будет основным состоянием. Это полностью эквивалентно правилу льда: два и только два протона вблизи каждого иона кислорода.

При учете квантового туннелирования классические псевдоспиновые переменные с двумя возможными значениями ± 1 заменяются двухкомпонентными

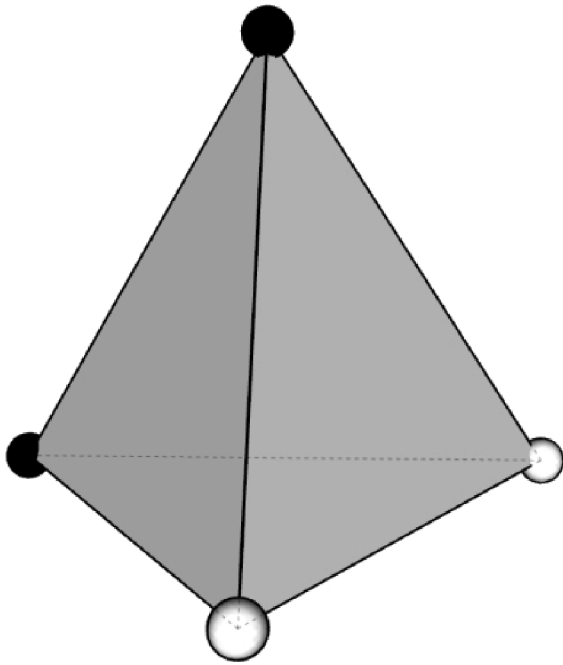


Рис. 2. Возникновение фрустраций и правил льда, на рисунке изображено состояние тетраэдра с наименьшей кулоновской энергией. Согласно локальным правилам антиферромагнитного упорядочения все ближайшие псевдоспины должны быть антипараллельны, что невозможно для решеток с тетраэдрами из ближайших соседей, так при любом выборе псевдоспинов грани тетраэдра содержат “неправильные связи”

векторами, характеризующими отдельные водородные связи, и которые являются линейными комбинациями состояний (2). Наша задача состоит в нахождении многочастичной волновой функции, характеризующей всю систему водородных связей. Вероятно, самое простое приближение состоит в выборе многочастичной волновой функции в виде произведения одночастичных функций:

$$|\Psi\rangle = \prod_{i=1}^N \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}_i \prod_{j=1}^N \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}_j. \quad (3)$$

Здесь N – число молекул воды, тогда $2N$ – число связей или псевдоспинов, θ – вариационный параметр, выбор тригонометрических функций для отдельных компонент автоматически обеспечивает нормировку, а разбиение произведения на две группы обеспечивает более слабое глобальное правило льда: половина протонов – вблизи одной из кислородных подрешеток, а другая половина – вблизи другой. В работах [12–14] было показано, что при таком выборе многочастичной волновой функции туннелирование приводит к квантовому переходу в состояние с

симметричными водородными связями. Можно показать, что это приближение эквивалентно приближению самосогласованного поля [15, 16] и дает только довольно грубую (заниженную) оценку квантовых эффектов туннелирования. Главная причина этого в том, что при выборе многочастичной волновой функции в виде (3) происходит замена всех локальных правил льда, а это N локальных условий, одним глобальным условием на псевдоспины. При таком выборе не исключено, что три или даже четыре связи, примыкающие к одному кислородному узлу, будут из первого или из второго произведения в формуле (3). Очевидно, что такие члены приводят к чрезмерному увеличению вклада кулоновской энергии в энергию основного состояния, по сравнению с выигрышем в энергии, благодаря туннелированию.

В данной работе мы выберем такую форму волновой функции, которая учитывает все локальные корреляции, налагаемые правилами льда, и уменьшает описанные выше нежелательные вклады в энергию. Основную идею выбора волновой функции проиллюстрируем на примере рис. 1. Поставим в соответствие каждой темной и светлой вершине тетраэдра волновые функции вида

$$\begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4)$$

соответственно. После этого, взяв произведение всех одночастичных волновых функций, мы получаем следующее выражение для многочастичной волновой функции:

$$|\Psi_{\text{ice rules}}(g)\rangle = \prod_{i=1}^{2N} \begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где пары величин (α_i, β_i) выбираются равными $(\cos \theta, \sin \theta)$ и $(\sin \theta, \cos \theta)$ для темных и светлых вершин тетраэдров соответственно. При этом у каждого тетраэдра всегда выбираются две вершины темными и две светлыми, что соответствует правилам льда. Индекс и аргумент u волновой функции в левой части формулы означают, что речь идет об одной конкретной конфигурации g с выполненными правилами льда. Сделанный выбор гарантирует учет локальных правил льда, т.е. учитывает локальные корреляции между водородными связями. Далее параметр θ мы будем рассматривать как вариационный параметр. Таким образом, мы ищем основное состояние в классе волновых функций, частично учитывающих туннелирование и кулоновские корреляции, выражаемые правилами льда.

Вычислим среднее значение гамильтониана (1), соответствующее волновой функции (5), и исследуем его минимумы, как функции вариационного параметра θ . Простой расчет дает следующее выражение для энергии:

$$E(\theta) = \langle \Psi_{\text{ice rules}}(g) | H | \Psi_{\text{ice rules}}(g) \rangle = -N[J \cos^2(2\theta) + 2\Omega \sin(2\theta)]. \quad (6)$$

При условии $\Omega < J$ это выражение имеет два экстремума: минимум при $\theta = \arcsin(\Omega/J)/2$ и максимум при $\theta = \pi/4$. При условии $\Omega > J$, выражение для энергии имеет только один экстремум, а именно, минимум при $\theta = \pi/4$. Таким образом, при $\Omega = J$ происходит квантовый переход в состояние, в котором протон с равной вероятностью находится в каждой из двух потенциальных ям. Такие водородные связи логично назвать квантовыми симметричными водородными связями.

3. Обсуждение результатов. Прежде всего отметим, что состояние с квантовыми симметричными водородными связями качественно отличается от состояния с классическими водородными связями [3]. Последнее реализуется только при одноямной форме потенциальной энергии протона, тогда как квантовые симметричные водородные связи возникают при малой высоте и ширине потенциального барьера, но потенциальная энергия имеет еще двухямную форму. Отсюда следует, что при увеличении давления, т.е. при уменьшении длины водородной связи, квантовая симметризация должна возникать при более низких давлениях, чем классическая симметризация.

Далее обсудим, какую роль играют кулоновское взаимодействие и квантовое туннелирование в рассмотренном фазовом переходе. Если пренебречь кулоновским взаимодействием протонов на различных связях, т.е. первым слагаемым в формуле (1), то основным стационарным состоянием каждой водородной связи будет симметричная волновая функция при сколь угодно малой величине туннелирования. Это утверждение аналогично утверждению, что при образовании твердого тела из одновалентных атомов без учета кулоновского взаимодействия электронов получаем металл при сколь угодно слабых интегралах перекрытия t . Однако учет кулоновского взаимодействия между электронами, характеризуемого параметром U , при условии $U > t$ приводит к переходу в диэлектрическое состояние (переход Мотта–Хаббарда). Аналогичное явление происходит и в нашей модели: учет кулоновского взаимодействия делает более выгодным локализацию протона в одной из двух ям. Действительно, как видно из наших ре-

зультатов, при $J > \Omega$ связи асимметричные, протоны более локализованы в одной из двух ям.

Естественно возникает вопрос об экспериментальной реализации квантовой симметризации водородных связей. Фактически это вопрос о том, насколько реализуемым является условие $J = \Omega$. Для льда при нормальном давлении в работе [11] были получены оценки: $J \approx 2.5 \cdot 10^{-1}$ эВ, $\Omega \approx 3 \cdot 10^{-3}$ эВ. Таким образом, в этом случае $J \gg \Omega$, и связи с подавляющей вероятностью асимметричны. Приложенное давление может сильно изменить это соотношение. Для получения оценок воспользуемся зависимостью длины и энергии водородной связи от давления из работы [17], а также потенциальной энергией протона на связи, предложенной в работах [3, 18]. Оценки показывают, что при давлении порядка 20 ГПа длина связи во льду VII становится около 2.55 Å. При этом расстояние между минимумами потенциальной энергии уменьшается вдвое, а высота потенциального барьера уменьшается почти в три раза. Согласно [11], это означает уменьшение константы взаимодействия примерно в четыре раза, до $J \approx 0.06$ эВ. Сложнее оценить увеличение туннельного расщепления уровней Ω . При описанных уменьшениях высоты и ширины барьера можно предположить, что величина Ω увеличивается более чем на порядок, например в 20 раз. Таким образом, как раз достигает значения $\Omega \approx 0.06$ эВ, необходимого для квантовой симметризации водородных связей. Кроме того, заметим, что в области давлений выше 20 ГПа водородная связь может быть еще короче, что еще больше увеличивает соотношение Ω/J . Таким образом, наиболее реально предположить, что квантовая симметризация происходит в области давлений в несколько десятков гигапаскалей, но ниже классической симметризации водородных связей.

К сожалению, экспериментальная проверка и измерение точного положения протонов является очень сложной задачей. Действительно, протоны практически не рассеивают рентгеновские лучи, а рассеяние нейтронов требует сравнительно больших образцов, получение которых при высоких давлениях затруднительно. Наиболее полная информация о положении протонов может быть получена из работ по численному моделированию поведения протонов с учетом их квантового характера [4, 19]. В частности, наши результаты полностью согласуются с результатами численного моделирования работы [4], в которой был сделан вывод о существовании двух форм симметричной фазы льда (с квантовой и классической симметризацией связей). Фактически мы получили полностью аналогичные результаты, но более

простым, аналитическим способом, который демонстрирует физический смысл квантовой симметризации. Учитывая отмеченные выше трудности точного определения протонов, не исключено, что наблюдаемая экспериментально симметричная модификация льда X на самом деле является фазой с квантовой симметричной водородной связью [20].

Помимо водяного льда, квантовая симметризация водородных связей могла бы наблюдаться и в других соединениях с водородными связями. Критерием реализуемости может быть условие, чтобы энергия связи была выше, чем у льда, а длина водородной связи короче, чем у льда. К числу таких соединений могут относиться ряд биологических объектов [21] и ограниченная в одном или двух измерениях вода [6]. Интересным объектом применения предложенной теории может служить высокотемпературный сверхпроводник, сероводород H_2S под высоким давлением. Существование сильного туннелирования водорода вдоль связей в сероводороде означает наличие новых туннельных мод, отличных от фононов. Тогда возникает важный вопрос о роли возникающих туннельных двухуровневых систем или туннельных мод в образовании сверхпроводимости [22, 23].

В заключение, подчеркнем отличие результата данной работы от упомянутого выше приближения самосогласованного поля [12–14] и дальнейшем уточнении модели. Фактически более детальный учет корреляций между водородными связями в данной работе, основанный на правилах льда, приводит к эффективному понижению роли кулоновского взаимодействия ровно в четыре раза. Это делает условие квантовой симметризации, т.е. сравнение величины туннельного расщепления с кулоновской энергией, выполнимым при гораздо менее высоких давлениях. Далее, волновая функция в формуле (5) выбрана для одной конкретной конфигурации g с выполненными правилами льда. Однако известно, что число таких конфигураций с одинаковой энергией экспоненциально велико, приближенно и с хорошей точностью $(3/2)^N$. С точки зрения рассмотренной формы волновой функции, ни одна из этих конфигураций ничем не выделена. Тогда естественно возникает вопрос: нельзя ли еще понизить энергию основного состояния, выбрав многочастичную волновую функцию в виде линейной комбинации функций (5), соответствующих различным конфигурациям? С нашей точки зрения исследование этого вопроса представляет важную и интересную задачу. Действительно, можно увидеть аналогию такого выбора волновой функции с RVB волновой функцией в теории фруст-

рированных магнетиков и в теории высокотемпературных сверхпроводников [24, 25]. Эта аналогия позволяет предположить необычное коллективное поведение протонов в соединениях с водородной связью, что делает задачу о квантовом описании сильно коррелированных протонов во льду интересной и важной.

Авторы выражают благодарность А. А. Левченко, В. В. Сеницыну и А. В. Ключеву за полезное обсуждение работы.

1. T. Steiner, *Angew. Chem. Int. Ed.* **41**, 48 (2002).
2. G. A. Jeffrey, *Hydrogen Bonding in Biological Structures*, Springer, Berlin (1991).
3. W. B. Holzapfel, *J. Chem. Phys.* **56**, 712 (1972).
4. M. Benoit, D. Marx, and M. Parinello, *Nature* **392**, 258 (1998).
5. J. A. Morrone, L. Lin, and R. Car, *J. Chem. Phys.* **130**, 204511 (2009).
6. X. Z. Li, M. I. J. Probert, A. Alavi, and A. Michaelides, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 066102 (2010).
7. G. F. Reiter, A. I. Kolesnikov, S. J. Paddison, P. M. Platzman, A. P. Moravsky, M. A. Adams, and J. Mayers, *Phys. Rev. B* **85**, 045403 (2012).
8. M. Ceriotti, W. Fang, P. G. Kusalik, R. H. McKenzie, A. Michaelides, M. A. Morales, and T. E. Markland, *Chem. Rev.* **116**, 7529 (2016).
9. C. Drechsel-Grau and D. Marx, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 2623 (2016).
10. T. E. Markland and M. Ceriotti, *Nature Reviews Chemistry* **2**, 0109 (2018).
11. I. A. Ryzhkin, *Solid State Commun.* **52**, 49 (1984).
12. F. H. Stillinger and K. S. Schweizer, *J. Phys. Chem.* **87**, 4281 (1983).
13. I. A. Ryzhkin, *New stages in Understanding Ice Properties: A First Principal Approach*, in *Proceeding of International Symposium on the Physics and Chemistry of Ice*, ed. by N. Maeno and T. Hondoh, Hokkaido University Press, Sapporo, Japan (1992), p. 141.
14. I. A. Ryzhkin, *JETP* **88**, 1208 (1999).
15. P. G. de Gennes, *Solid State Commun.* **1**, 132 (1963).
16. R. Blinc and B. Zeks, *Adv. Phys.* **21**, 693 (1972).
17. М. И. Рыжкин, И. А. Рыжкин, А. М. Кашин, В. В. Сеницын, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 531 (2020).
18. E. Matsushita and T. Matsubara, *Progress of Theoretical Physics* **67**, 1 (1982).
19. X. Z. Li, B. Walker, and A. Michaelides, *PNAS* **108**, 6369 (2011).
20. A. Polian and M. Grimsditch, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1312 (1984).

21. P. O. Lowdin, Rev. Mod. Phys. **35**, 724 (1963).
22. I. Errea, M. Gallandra, C. J. Pickard, J. R. Nelson, R. J. Needs, Y. Li, H. Liu, Y. Zhang, J. Ma, and F. Mauri, Nature **532**, 81 (2016).
23. J. A. Flores-Livas, A. Sanna, M. Grauzinyte, A. Davydov, S. Goedecker, and M. A. L. Marques, Sci. Rep. **7**, 6825 (2017).
24. P. Fazekas and P. W. Anderson, Phil. Mag. **30**, 423 (1974).
25. P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987).

Двумерный полуметалл в HgTe квантовых ямах толщиной 14 нм

Н. Н. Васильев^{+*1)}, З. Д. Квон^{+*}, Н. Н. Михайлов⁺, С. Д. Ганичев[×]

⁺Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×]Регенсбургский университет, 93053 Регенсбург, Германия

Поступила в редакцию 6 марта 2021 г.

После переработки 6 марта 2021 г.

Принята к публикации 7 марта 2021 г.

Обнаружен двумерный полуметалл в HgTe квантовой яме с ориентацией (013) и толщиной $d = 14$ нм, существенно меньшей, чем ранее исследованные. Установлено, что он характеризуется такой же величиной перекрытия зон, как и ямы с $d = (18–22)$ нм аналогичной ориентации, но значительно более сильным примесным рассеянием как электронов, так и дырок. Измерено циклотронное резонансное фотосопротивление (ЦР ФС) электронов в зависимости от их концентрации (N_s) и показано, что амплитуда ЦР ФС падает при ее уменьшении, а при $N_s < 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ЦР ФС не регистрируется. Таким образом, в исследованном ДП отсутствует не зависящее от N_s ЦР ФС, обнаруженное ранее в двумерном полуметалле у поверхности (100). Предположено, что этот факт вызван значительно (более, чем на порядок) меньшей подвижностью электронов в исследованной системе.

DOI: 10.31857/S1234567821070077

Введение. Спустя двадцать лет после пионерских работ [1–3], экспериментальные исследования квантовых ям на основе HgTe составляют одно из самых активно развивающихся направлений в физике низкоразмерных электронных систем. Оказалось, что благодаря ключевой роли релятивистских эффектов в указанных ямах реализуется целый набор различных двумерных систем. В первую очередь, это двумерные топологические изоляторы (ДТИ) [4–7] и двумерные полуметаллы [8–13]. К настоящему времени изучены двумерные полуметаллы в ямах с толщиной (18–22) нм и ориентацией (013) [8, 9], (112) [14] и (100) [15]. Найдено, что перекрытие зон (E_{overlap}) сильно зависит от ориентации. Наиболее сильное ($E_{\text{overlap}} = (5–6)$ мэВ) наблюдается в ямах с ориентацией (013), тогда как в ямах с ориентацией (100) перекрытие существенно меньше: $E_{\text{overlap}} \approx 1$ мэВ. В связи со сказанным интересным является вопрос о том, при какой толщине ямы и каким образом ДП переходит в ДТИ, и как он зависит от ориентации ее поверхности.

В данной работе сообщается об изучении HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013) и обнаружении в ней двумерного полуметаллического состояния. Установлено, что, несмотря на заметно меньшую толщину, ДП в этих ямах имеет величину перекрытия зон, близкую к той, которая наблюдает-

ся в ямах толщиной 18–22 нм, но в отличие от них характеризуется доминирующим вкладом примесного рассеяния. Также следует отметить, что состояние ДТИ ранее было установлено для толщин 7–10 нм, и на основе этого можно сделать вывод, что переход от ДП к ДТИ происходит для ориентации (013) в диапазоне толщин $10 \text{ нм} < d < 14 \text{ нм}$. В окрестности точки зарядовой нейтральности наблюдается заметная температурная зависимость его сопротивления, вызванная термической активацией носителей заряда. Из измерений циклотронного резонансного фотосопротивления определена эффективная масса электронов. Найдено, что амплитуда циклотронного резонансного фотосопротивления (ЦР ФС) падает при уменьшении электронной концентрации (N_s) и при $N_s < 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ фотосопротивление не наблюдается.

Экспериментальные образцы, исследованные в данной работе, представляли собой полевые холловские транзисторы, снабженные полупрозрачными TiAu затворами, изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013). Схематическое изображение образца показано на вставке к рис. 1а. Измерения проводились в диапазоне температур 20–1.8 К, и в магнитных полях до 7 Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования проводились на частотах 3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 1–10 нА, исключаяющих в указанном

¹⁾e-mail: nikita31415@gmail.com

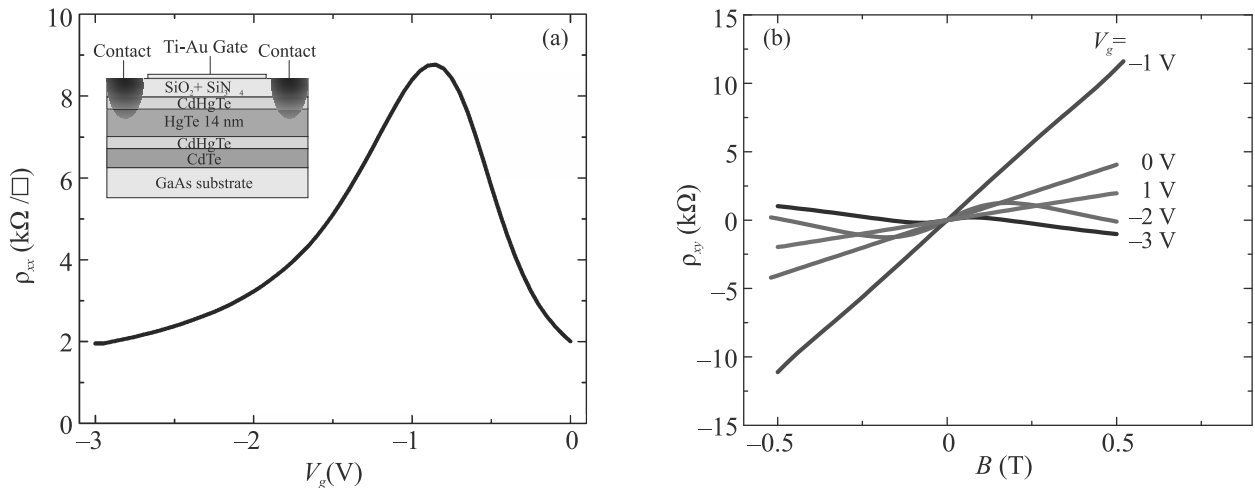


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ при температуре 4.2 К (на вставке приведен схематический разрез исследуемой полевой структуры). (б) – Зависимость $\rho_{xy}(B)$ при нескольких значениях затворного напряжения

диапазоне температур эффекты разогрева. ЦР ФС измерялось на длине волны 184 мкм в магнитных полях до 4 Т. В качестве источника излучения был использован молекулярный субмиллиметровый лазер на основе диформетана с оптической накачкой CO_2 лазером. Мощность терагерцового излучения лежала в диапазоне 80–100 мВт [16, 17]. Фотосопротивление измерялось с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуляции 600–700 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = (0.1\text{--}1)$ мкА.

На рисунке 1а показана типичная зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} исследуемой системы от затворного смещения (V_g), измеренную при 4.2 К. Она представляет собой кривую с максимумом, где величина ρ_{xx} достигает 9 кОм/квадрат, что на порядок превышает значения ρ_{xx} , наблюдаемые в ямах толщиной 18–22 нм. Подобный факт говорит о том, что уменьшение толщины ямы привело к сильному росту примесного рассеяния. Результаты измерения эффекта Холла при различных V_g показаны на рис. 1б. Они ясно показывают, что при $V_g > -1$ В происходит переход от линейной зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} к знакопеременному, означающего переход системы от двумерного электронного металла к двумерному полуметаллу под действием затворного напряжения, как в ямах толщиной 22 нм с такой же ориентацией [8]. Отсюда можно сделать важный вывод, что в HgTe квантовых ямах с ориентацией (013) полуметаллическое состояние сохраняется при значительном уменьшении толщины вплоть до 14 нм. На рисунке 2а представлены зависимости концентраций электронов $N_s(V_g)$ и дырок $P_s(V_g)$ от затворного напряжения, найден-

ные на основе магнитотранспортных измерений, а на рис. 2б аналогичные зависимости $\mu_n(V_g)$ и $\mu_p(V_g)$ их подвижностей. Аппроксимация этих зависимостей к нулевой концентрации дает в точке зарядовой нейтральности концентрацию электронов и дырок $N_s = P_s \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Как видно из рис. 2б, величины подвижности и электронов и дырок, когда положение уровня Ферми соответствует полуметаллическому состоянию, значительно меньше наблюдаемых в ямах толщиной 18–22 нм (электронов более чем на порядок, а дырок в несколько раз) [8, 9]. Эти данные подтверждают ранее известный факт, что подвижность с уменьшением толщины HgTe ямы падает как в связи с ростом примесного рассеяния, так из-за сильного увеличения рассеяния на неровностях квантовой ямы [18, 19]. Практически линейный рост электронной подвижности с ростом N_s справа от точки зарядовой нейтральности (ТЗН) позволяет сделать вывод, что доминирующим рассеянием в исследуемой яме является примесное. Рисунок 3а показывает зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в диапазоне 4.2–15 К. Хорошо видно, что при затворных напряжениях, соответствующих однокомпонентному электронному ($V_g > 0.5$ В) или полуметаллическому состоянию с доминирующей концентрацией дырок ($V_g < -1.5$ В) металлам изменение сопротивления с температурой очень слабо, тогда как при напряжениях, соответствующих левой части окрестности точки зарядовой нейтральности ($-1.5 \text{ В} < V_g < 0 \text{ В}$), наблюдается сильное (в 1.5–3 раза) уменьшение сопротивления с ростом температуры. На рисунке 3б показаны температурные зависимости $\rho_{xx}(T)$ при нескольких значениях затворного напряжения,

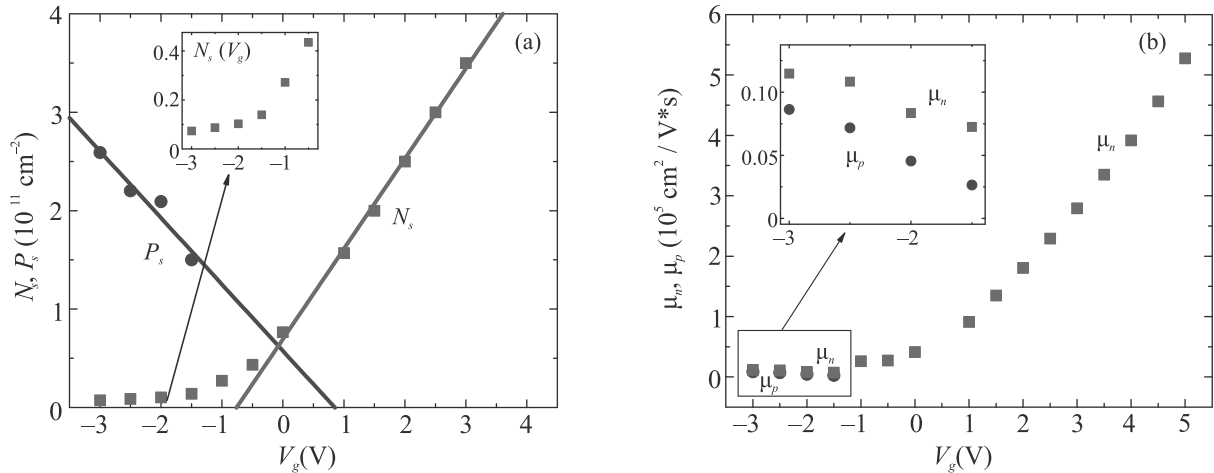


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости концентрации электронов $N_s(V_g)$ и дырок $P_s(V_g)$. (б) – Подвижности электронов μ_n и дырок μ_p в зависимости от затворного напряжения

соответствующих указанным областям по оси затворного напряжения. Сравнительный анализ данных на рис. 3 с полученными ранее в ямах толщиной 18–20 нм [9] показывает, что поведение сопротивления в 14 нм яме при изменении температуры отличается радикальным образом. В ранее изученных ямах в окрестности ТЗН и дырочной (полуметаллической) области затворных напряжений наблюдался рост сопротивления с увеличением температуры, обусловленный электронно-дырочным рассеянием по механизму Ландау. Столь сильное отличие в поведении можно объяснить доминирующим влиянием рассеяния на примесях в исследуемой системе. Примесное рассеяние настолько интенсивно, что на его фоне эффекты, связанные с электронно-дырочными столкновениями становятся пренебрежимо малыми и в экспериментальном отклике системы не наблюдаются. Поэтому в окрестности ТЗН при повышении температуры наблюдается не рост сопротивления, связанный с электронно-дырочным рассеянием, как в квантовых ямах толщиной 18–22 нм, а наоборот, его уменьшение, вызванное термической активацией электронов и дырок.

Результаты по исследованию терагерцового циклотронного резонансного фотосопротивления исследуемой системы показаны на рис. 4а, б. Рисунок 4а показывает зависимость терагерцового ФС от магнитного поля $\Delta\rho_{ph}(B)$ в окрестности циклотронного резонанса, когда образец освещался терагерцовым излучением при двух затворных напряжениях, соответствующих двум положениям уровня Ферми: глубоко в зоне проводимости, когда реализуется однокомпонентный электронный металл, и когда его положение соответствует полуметаллическому состоя-

нию. Хорошо видно, что в первом случае наблюдается резонансное поведение ФС с пиком при магнитном поле $B_c = 1.45 \text{ Т}$. Когда же уровень Ферми попадает в область энергий, соответствующих полуметаллу с доминирующей концентрацией дырок, величина резонансного поля B_c незначительно растет ($B_c = 1.55 \text{ Т}$), что, возможно, связано с влиянием валентной зоны. В любом случае, очевидно, что наблюдаемое ЦР ФС соответствует циклотронному резонансу электронов. Таким образом, он наблюдается не только глубоко в зоне проводимости, но и в ситуации, когда реализуется полуметаллическое состояние, в котором $N_s < P_s$. Положение пика ЦР ФС позволяет определить циклотронную эффективную массу электрона из простого выражения

$$B_c = m_n \cdot \omega / e,$$

где m_n – циклотронная эффективная масса электрона, ω – частота излучения. В результате получаем $m_n = (0.028 \pm 0.002) \cdot m_0$. Отметим, что найденное значение заметно (почти в полтора раза) больше измеренного для 20 нм с ориентацией (100) [20]. Зная значение m_n , можно оценить величину перекрытия зон (E_{overlap}), имея в виду, что эффективная масса дырок почти на порядок выше. Тогда получим $E_{\text{overlap}} = (5\text{--}6) \text{ мэВ}$. Эта величина примерно одинакова с той, которая найдена для ям толщиной (18–20) нм с такой же ориентацией [8, 9]. Также она в два раза больше найденной для 20 нм ям с ориентацией (112) [14] и существенно больше величины перекрытия ($E_{\text{overlap}} \approx 1 \text{ мэВ}$), которая определена для полуметалла в 20 нм яме с ориентацией (100) [15]. Приведенные данные указывают, что перекрытие зон является, как и следовало ожидать, наименьшим для

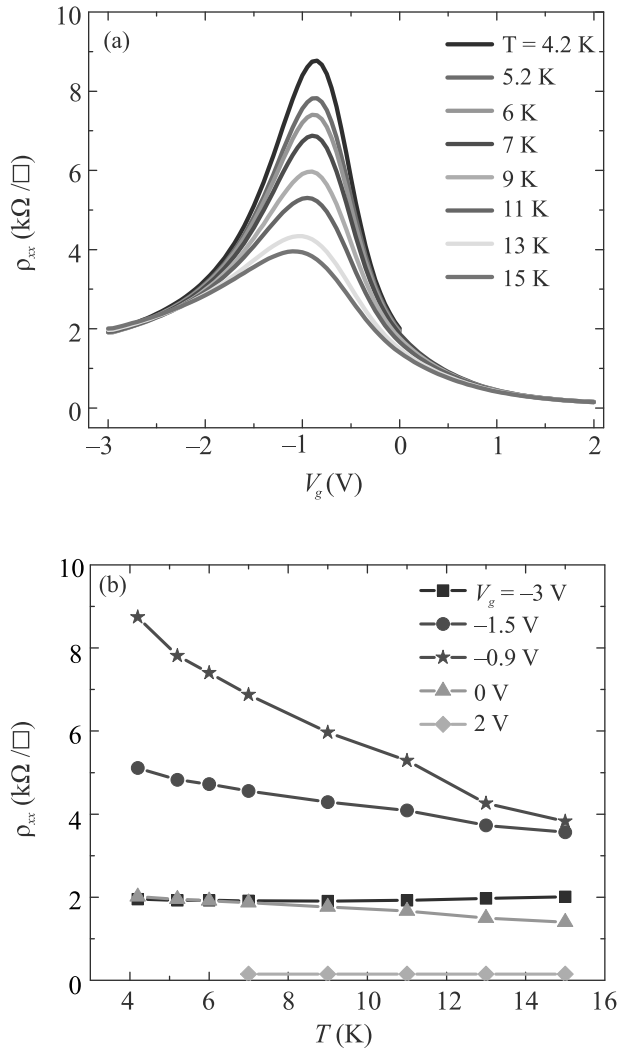


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в диапазоне 4.2–15 К. (б) – $\rho_{xx}(T)$ в области электронного металла ($V_g = 2$ В и $V_g = 0$ В), в окрестности точки зарядовой нейтральности ($V_g = -0.9$ В) и при доминирующей концентрации дырок ($V_g = -1.5$ В, $V_g = -3$ В)

сингулярной (100) ориентации HgTe квантовой ямы. Следует также отметить практическое отсутствие зависимости перекрытия от толщины ямы в диапазоне $d = 14$ – 22 нм.

На рисунке 4б представлена зависимость амплитуды ЦР ФС $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ от концентрации электронов, когда она существенно меньше дырочной, т.е. в ситуации, когда электроны движутся внутри дырочной жидкости, как и в работе [19]. Хорошо видно, что она резко падает с уменьшением N_s : при уменьшении N_s от $1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $0.75 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ наблюдается уменьшение $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ почти на порядок в отличие от ранее исследованной системы

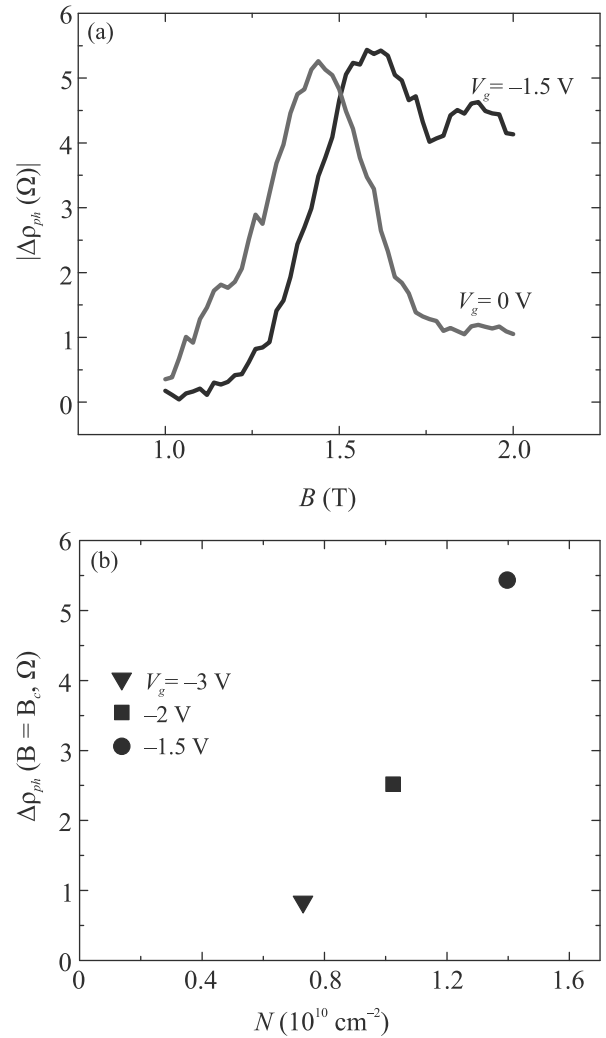


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Магнитополевая зависимость абсолютной величины фотосопротивления $|\Delta\rho_{ph}(B)|$ при освещении образца терагерцовым излучением на длине 184 мкм для двух значений затворного напряжения. (б) – Амплитуда ЦР фотосопротивления $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ в зависимости от концентрации электронов в полуметаллическом состоянии

в 20 нм яме с ориентацией (100) [20], где оно в указанной области концентраций не меняет своей величины. Столь радикальное отличие в поведении ЦР ФС, скорее всего, связано со значительно меньшей подвижностью электронов в исследуемой 14 нм HgTe яме, что связано, как отмечено выше, с доминирующим примесным рассеянием. Отсюда можно сделать вывод о том, что эффект резкого усиления электрического поля терагерцовой волны, действующего на электрон в момент ЦР в сильно разбалансированной полуметалле [20], критическим образом зависит от чистоты изучаемой системы.

Таким образом, в данной работе был впервые исследован транспортный и терагерцовый отклик HgTe квантовых ям толщиной 14 нм и ориентацией (013) и установлено, что их энергетический спектр соответствует полуметаллическому состоянию, причем величина перекрытия зон практически не отличается от ранее найденной для ям существенно большей толщины (18–22) нм с такой же ориентацией.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (075-15-2020-797 (13.1902.21.0024). С.Д. Ганичев благодарит за поддержку Foundation for Polish Science (IRA Program, grant MAB/2018/9, CENTERA) and Volkswagen Stiftung Program (97738).

1. F. Goschenhofer, J. Gerschutz, A. Pfeuffer-Jeschke, R. Hellmig, C. R. Becker, and G. Landwehr, *J. Electron. Mater.* **27**, 532 (1998).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C. R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev. B* **63**, 245305 (2001).
3. X. C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev. B* **69**, 115340 (2004).
4. M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. L. Hughes, C.-X. Liu, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **318**, 766, (2007).
5. K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J. R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, and K. A. Moler, *Nature Mater.* **12**, 787 (2013).
6. M. König, M. Baenninger, A. G. F. Garcia, N. Harjee, B. L. Pruitt, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. X* **3**, 021003 (2013).
7. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Bärenfänger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, D. Weiss, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **95**, 201103(R) (2017).
8. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 588 (2008).
9. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 338 (2009).
10. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **88**, 155306 (2013).
11. M. Knap, J. D. Sau, B. I. Halperin, and E. Demler, *PRL* **113**, 186801 (2014).
12. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* **93**, 041303(R) (2016).
13. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
14. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **83**, 193304 (2011).
15. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E. G. Novik, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, *Solid State Commun.* **152**, 265 (2012).
16. P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K. M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **87**, 235439 (2013).
17. P. Olbrich, J. Kamann, M. König et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **93**, 075422 (2016).
18. А. А. Добрецова, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. Д. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ*, **101**, 360 (2015).
19. А. А. Добрецова, З. Д. Квон, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 402 (2016).
20. М. Л. Савченко, З. Д. Квон, С. Кандуссио, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, *Письма в ЖЭТФ* **108**(4), 253 (2018).

Трехстадийная эволюция структуры и эффект неаддитивного упрочнения слоистых композитов из аморфных сплавов при кручении под высоким давлением

И. Е. Пермякова⁺¹⁾, А. М. Глезер^{+,*}, А. И. Ковалев⁺, В. О. Вахрушев⁺

⁺ Федеральное государственное унитарное предприятие

“Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И. П. Бардина”, 105005 Москва, Россия

^{*} Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2021 г.

После переработки 9 марта 2021 г.

Принята к публикации 9 марта 2021 г.

Методом времяпролетной масс-спектропии изучен локальный химический состав композитов, состоящих из чередующихся слоев аморфных сплавов $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$ и $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$, по мере роста числа оборотов (величины истинной пластической деформации) при кручении под высоким квазигидростатическим давлением в камере Бриджмена. Обнаружены три стадии трансформации структуры композитов с увеличением величины деформации. На определенном этапе механической обработки обнаружено, что усредненное значение микротвердости композита превосходит значение микротвердости его отдельных составляющих – аморфных сплавов, из которых он образован. Обсуждается природа наблюдаемых эффектов с точки зрения особенностей, присущих интенсивным пластическим деформациям.

DOI: 10.31857/S1234567821070089

Введение. Аморфные сплавы (АС), обладающие неупорядоченной структурой и превосходными свойствами (высокая прочность, твердость, предел упругости, устойчивость к усталости, износу и коррозии, хорошие магнитно-мягкие характеристики) имеют значительный потенциал, являясь основой для разработки перспективных конструкционных и функциональных материалов. Однако ряд недостатков, например, низкая пластичность на растяжение, ограниченные критические размеры, сложность в сохранении термической стабильности, не позволяет их широко использовать [1, 2]. Исследования последних лет демонстрируют определенный успех в применении АС при создании на их основе композитов. Сочетание нескольких аморфных фаз или аморфных и кристаллических фаз в композитных структурах может сохранить преимущества и одновременно компенсировать недостатки отдельных компонентов [3–6]. Известно несколько способов получения многослойных аморфно-нанокристаллических материалов с улучшенными свойствами, например, технология магнетронного распыления [7–9], лазерный дизайн [10, 11], компактирование порошков [12–14]. За последние годы появились отдельные исследования, в которых

предприняты попытки использовать для этих целей кручение под высоким давлением (КВД) [15, 16].

В представленной работе изучено механическое поведение слоистых композитов на основе АС, подвергнутых различным величинам деформации при КВД, в сопоставлении с общими закономерностями эволюции их структуры. Для надежной идентификации структурных неоднородностей, формирующихся или исчезающих в процессе данной механической обработки, составляющие части композита имели характерные отличия по своему химическому составу. В одном из АС присутствовали Co, Cr и Si, в то время как другой имел в своем составе Ni. В данном случае эти элементы выступали в качестве маркеров и служили так называемым “*finger print*”.

Материалы и методы исследования. Композиционный материал представлял собой многослойную комбинацию из четырех чередующихся слоев быстрозакаленных АС $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$ и $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$. Толщина ленты каждого АС составляет 25 мкм. Таким образом, исходные многослойные заготовки перед КВД имели общую толщину 100 мкм. После интенсивной пластической деформации (ИПД) при КВД в камере Бриджмена ($P = 6$ ГПа, $\nu = 1$ оборот/мин) образцы становились тоньше. Так, после КВД при $N = 3$ оборотов образец имел тол-

¹⁾e-mail: inga_perm@mail.ru

пщину $h = 97$ мкм, при $N = 5$, $h = 94$ мкм, а при $N = 7$ h уменьшилась до 90 мкм. Представляло интерес установить характер перераспределения химических элементов через границы раздела при ИПД в материале.

Для исследования химической и фазовой неоднородности в объеме композитов из АС использовали метод времяпролетной масс-спектропии на установке TOF SIMS5-100 (IONTOF, Германия), позволяющий с высокой чувствительностью анализировать содержание малых примесей и получать карты распределения химических элементов по площади на разных глубинах. Глубинный профиль распределения элементов строился при ионном травлении образца по площади 0.5×0.5 мм с периодической регистрацией масс-спектров вторичных ионов, возбужденных ионами висмута. Анализируемая область составляла 0.12×0.12 мм для получения усредненных данных элементного состава. Данный режим позволяет исключить влияние внутренних поверхностей кратера травления на результаты анализа. Для каждого этапа травления фиксировали карту распределения химических элементов на этой глубине, что позволило впоследствии реконструировать 3D-образ химической неоднородности деформационно-индуцированных композитов из АС. Обработка данных масс-спектрометрии для определения атомных и массовых концентраций элементов проводилась с помощью программы SurfaceLab 7 (IONTOF, Германия). Толщину индивидуальных слоев определяли по полуширине характеристической линии основного элемента, формирующего данный слой. Для оценки связи времени и глубины травления по окончании эксперимента определяли глубину кратера травления на профилометре D-300 (KLA-Tencor Corp., США).

Для определения микротвердости (HV) дисковые образцы после КВД индентировали пирамидкой Виккерса при нагрузке 0.4 Н в области $1/2$ радиуса по стандартной методике с помощью прибора ПМТ-3М (ЛОМО, Россия).

Результаты и обсуждение. После относительно малых деформаций, при $N = 2$, выявлено снижение величины микротвердости композита на $\sim 16\%$ относительно исходного значения (рис. 1). Для АС $\text{Fe}_{53.3}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$ минимум HV также наблюдается при $N = 2$. Для АС $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$ уменьшение HV происходит плавно и в более широком диапазоне деформаций (значений N), $HV_{\min}$ соответствует $N = 5$ (рис. 1). Эффект снижения HV на первом этапе механической обработки в камере Бриджмена следует связать с процессами структурной

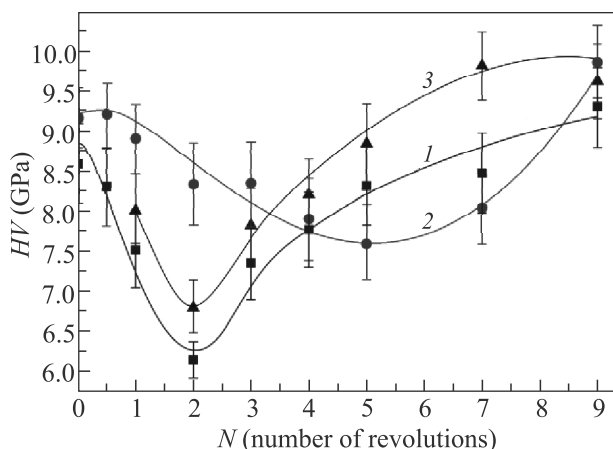


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость микротвердости материалов от числа оборотов при КВД: 1 – АС $\text{Fe}_{53.3}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$; 2 – АС $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$; 3 – композит из разных АС

релаксации (в частности, аннигиляция субмикропор и областей избыточного свободного объема) под воздействием сдвиговых и сжимающих напряжений в условиях кратковременного повышения температуры, имеющего диссипативную природу [1].

При детальном анализе результатов, представленных на рис. 1, можно обнаружить весьма интересный и важный эффект: усредненное значение микротвердости (прочности) композита после КВД при $N > 4$ (кривая 3) превосходит значение HV для его отдельных аморфных составляющих (кривые 1 и 2), из которых он образован. Если следовать правилу аддитивности, то значения HV , соответствующие кривой 3, должны находиться между значениями HV , соответствующими кривым 1 и 2. Наблюдаемый синергический эффект неаддитивности значения HV может быть связан с взаимным массопереносом компонентов аморфных прекурсоров в процессе КВД и формированием в области границ аморфных слоев новой композиции аморфного или нанокристаллического состояния, обладающего аномально высоким значением твердости в достаточно протяженной области контактирующих исходных фаз.

Для детального выяснения причин столь необычного поведения HV композиционного материала из АС было проведено исследование характера перераспределения химических элементов через границы раздела двух аморфных фаз при КВД. Задача существенно облегчалась тем, что каждый из АС имел отличия в химическом составе. На рисунке 2 представлены результаты времяпролетной масс-спектропии, демонстрирующие изменения в распределении химических элементов по толщине ком-

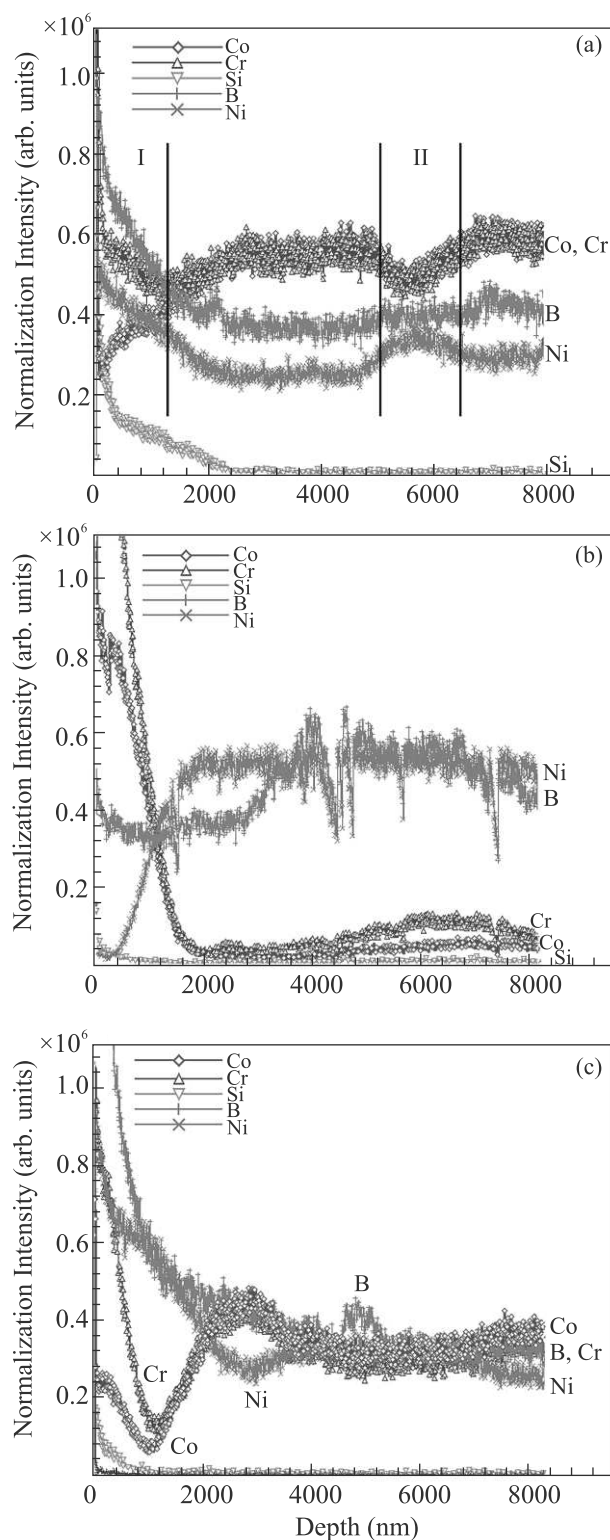


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение химических элементов на различной глубине от поверхности композитов из АС после КВД при $N = 3$ (a), $N = 5$ (b), $N = 7$ (c)

позитов по мере увеличения числа оборотов в камере Бриджмена при КВД. Интенсивность сигнала от основного элемента Fe слишком велика, поэтому не представлена на рис. 2.

При $N = 3$ на глубинах до 8 мкм не наблюдается полного смешивания компонент обоих АС. Лишь в поверхностных объемах до 1.2 мкм (область I на рис. 2a) замечен массоперенос, связанный с обогащением элементами Si и Cr поверхности слоя, соответствующего АС $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$. Аналогичный эффект, связанный с массопереносом Ni из трехкомпонентного АС $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$ в область слоя, принадлежащего пятикомпонентному АС $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$, отмечен на глубинах 4.9–6.4 мкм (область II на рис. 2a).

По данным времяпролетной масс-спектропии КВД приводит к выпадению боридов (Fe, Ni)B и вихревому массопереносу объемов обоих сплавов без их полного смешивания. Как можно видеть на рис. 3a, области, обогащенные Co, Cr и Ni, не соответствуют друг другу. В то же время важно подчеркнуть, что образование боридных нанопаз на межфазных границах, скорее всего, ответственно за синергийные эффекты HV, обнаруженные и описанные нами ранее.

При $N = 5$ слоистая структура все еще сохраняется (рис. 2b). При этом частицы (Fe, Ni)B укрупняются, что подтверждено с помощью трехмерной реконструкции распределения компонентов АС в деформированном объеме (рис. 3b). Вихревой массоперенос участков одних слоев в объемы других становится более заметным (рис. 3b). На рисунке 3b показано, что в деформированном образце в сплаве $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$ в результате вихревого массопереноса на межфазной поверхности формируются зоны с повышенным содержанием Co и Cr, которые в сечении по плоскости X0Y достигают размеров 40 мкм × 40 мкм и могут проникать на значительную глубину (более 8 мкм). Кроме того, эти зоны представляют собой фрагменты слоев сплава $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$, которые “мигрировали” в общий деформированный объем в процессе КВД.

Необходимо отметить, что наличие вихрей при КВД наблюдалось ранее в кристаллических материалах, например, в эвтектическом сплаве Zn-22% Al, дуплексной нержавеющей стали, чистом алюминии, ламинатах Al/Cu и Al/Ni [17–20]. По мере увеличения деформации кристаллических материалов увеличивается площадь большеугловых границ. Это приводит, в рамках данных представлений, к микровихревому движению, кинематика которого подобна турбулентному потоку. В этом смысле уль-

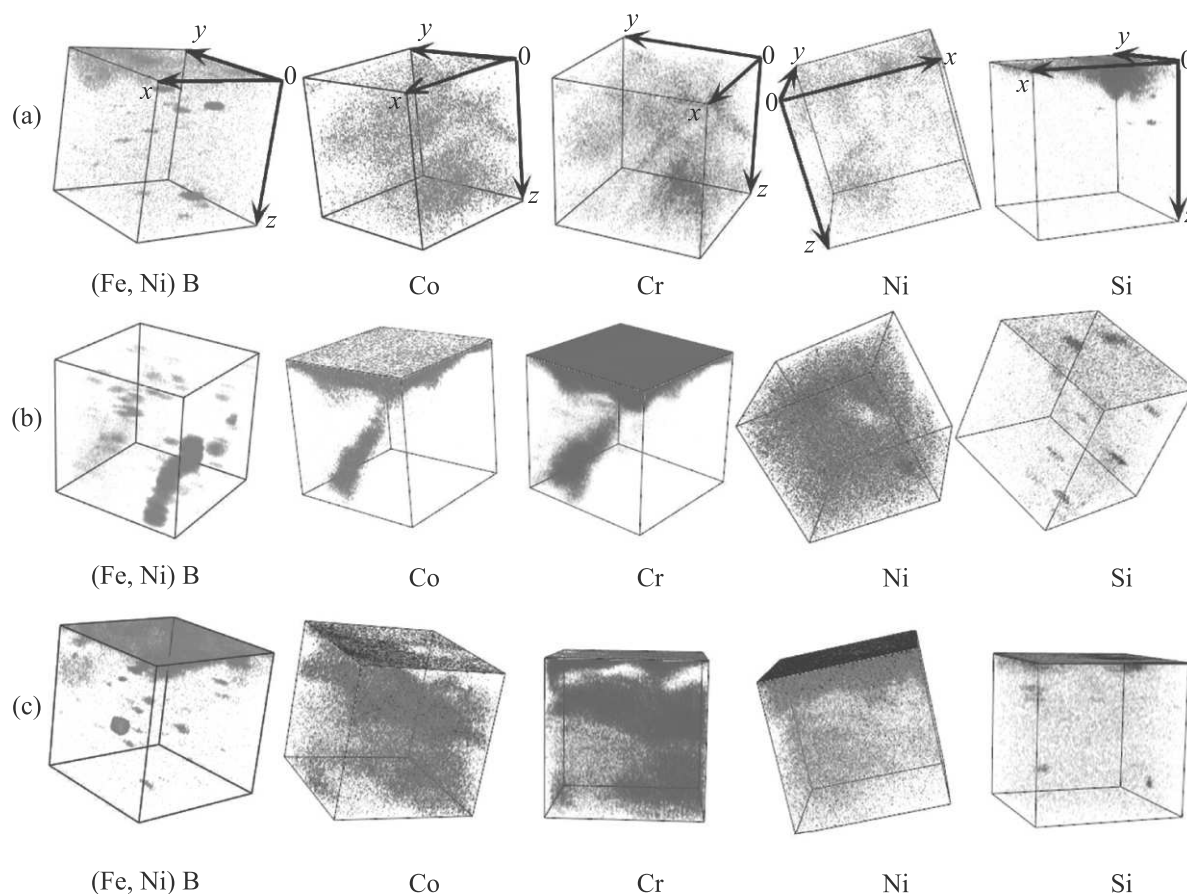


Рис. 3. (Цветной онлайн) Трехмерная реконструкция распределения компонентов АС в композите после КВД при $N = 3$ (а), $N = 5$ (б), $N = 7$ (с). Размер ребер у фигур (по осям X , Y , Z): $120\text{ мкм} \times 120\text{ мкм} \times 8\text{ мкм}$

трамелкозернистые и наноструктуры, полученные методами ИПД, можно рассматривать как “снимки турбулентности” поликристаллов [21]. Вихревые неустойчивости, вызванные КВД в композитах, состоящих из кристаллических слоев разнородных металлов, очень похожи на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на границах раздела двух различных жидкостей, однако истинная их природа различна [19].

В нашем случае, одной из возможных причин зарождения первичных вихрей в исследуемых композитах на основе АС при КВД является появление в исходно аморфных матрицах каждого слоя более прочной нанокристаллической фазы, способной тормозить и менять траекторию множественных полос сдвига, по которым осуществляется пластическая деформация в АС. Кроме того, межфазные границы с твердыми частицами (Fe, Ni)B, также, вероятно, могут инициировать вихри, что приведет к изгибу слоев композита. Таким образом, в локальных областях образца на разных масштабных уровнях возникает блокировка сдвига. Позже вихри на микроуровне

могут способствовать быстрому перемешиванию нанокompозита, экспериментально обнаруженному нами при больших величинах деформации. Так, при $N = 7$ толщина образца уменьшается на 10 % (от 100 мкм – в исходном состоянии до 90 мкм – в деформированном). Лишь в тонком поверхностном слое наблюдаются прослойки с пониженным содержанием Cr и Co. В остальном объеме образца формируется новое структурно-фазовое состояние полного смешивания (рис. 3с). Это заключение подтверждается графиком распределения компонентов обоих АС по глубине от 2 до 8 мкм (рис. 2с). Весь деформированный объем, за исключением незначительных флуктуаций, сформирован в результате полного смешивания обоих сплавов, которые ранее присутствовали в многослойном нанокompозите из АС. Сопоставляя 3D-изображения распределения химических элементов в объеме консолидированных образцов из разнородных лент АС для трех величин деформации (рис. 3), можно констатировать существенную их гомогенизацию на поздних стадиях КВД.

Следует подчеркнуть, что степень осуществления стадии полного смешивания и исчезновение структурных неоднородностей в слоистых композитах из АС при их обработке в камере Бриджмена в значительной степени зависит от склонности атомов, входящих в состав композита к массопереносу при заданных значениях температуры и уровня механических напряжений. В этом смысле АС в процессе КВД обладают при прочих равных условиях гораздо более высокой способностью к эффективно-му массопереносу. Известно, что АС имеют высокие значения коэффициентов диффузии по сравнению с кристаллическими аналогами [22, 23]. Кроме того, диффузионная подвижность атомов возрастает при реализации процессов, связанных с большими пластическими деформациями [24, 25]. КВД как перспективный способ механической обработки, создавая именно такие деформации, приводит к образованию в структуре чрезвычайно высокой плотности дефектов (границ зерен, дислокационных фрагментов, вакансий и субмикропор), а также к формированию на определенных стадиях заметных градиентов упругих напряжений и концентраций. Непрерывный режим сжатия в сочетании с кручением в камере Бриджмена обеспечивает активность не только термически-индуцированных, но и деформационно-индуцированных механизмов диффузии.

Исходя из полученных нами экспериментальных результатов, попытаемся в самом упрощенном виде для одномерной модели диффузии [23, 26] оценить коэффициент массопереноса при КВД $D_{\text{НРТ}}$. Для этого воспользуемся весьма приближенным для случая КВД уравнением [27–29]:

$$R = \sqrt{D_{\text{НРТ}} t}, \quad (1)$$

где R – расстояние (протяженность) массопереноса, t – продолжительность процесса КВД при каждом N , с учетом, что частота вращения $\nu = 1$ обор./мин. В нашем случае в качестве R мы брали расстояние, соответствующее половине среднего размера нанокристаллов, выделяющихся в аморфной матрице в процессе КВД при заданном N , и определяемого на основании анализа ПЭМ-изображений структуры композитных образцов.

Из приведенных в табл. 1 расчетов видно, что с увеличением деформации $D_{\text{НРТ}}$ изменяется в диапазоне 10^{-20} – 10^{-19} м²/с. Далее, сопоставим полученные значения $D_{\text{НРТ}}$ с коэффициентами диффузии $D_{\text{АНН}}$ при обычном нагреве АС. Для этого воспользуемся литературными данными, взяв из них для анализа наиболее близкие по химическому составу ленты АС, аналогичные тем, которые мы ис-

Таблица 1. Значения коэффициента объемной диффузии в композитах на основе АС Fe-Ni-B/Co-Fe-Cr-Si-B при КВД и соответствующие им структурные и деформационно-временные параметры

N , число оборотов	t , с	R , нм	$D_{\text{НРТ}}$, м ² /с
3	180	12	$8 \cdot 10^{-19}$
5	300	10	$3.3 \cdot 10^{-19}$
7	420	8	$1.5 \cdot 10^{-19}$
9	540	6	$6.7 \cdot 10^{-20}$

пользовали при консолидации композитов. В частности, в работах [28, 30, 31] установлено, что после небольших отжигов, т.е. от комнатной температуры до 320 °С, величины $D_{\text{АНН}}$ при диффузии железа и кобальта в АС Fe₄₀Ni₄₀B₂₀ лежат в интервале 10^{-23} – 10^{-22} м²/с, а для кобальта в АС Co₅₈Fe₅Ni₁₀Si₁₁B₁₆ $D_{\text{АНН}} \approx 10^{-22}$ – 10^{-21} м²/с соответственно. На основании сравнения можно констатировать, что $D_{\text{НРТ}}$ на 2–4 порядка величины превышает экстраполяционные значения $D_{\text{АНН}}$. Это доказывает, что при воздействии КВД действительно ускоряется массоперенос, стимулированный деформацией в изучаемом материале.

Следует отметить, что существуют более корректные теоретические подходы при оценке высокой диффузионной подвижности атомов в процессе КВД [32–34]. Так, например, на основании анализа экспериментальных данных с решением нелинейных диффузионных задач коллективом авторов [32, 33] установлено, что при достижении максимальной фрагментации структуры, соответствующей нанокристаллическому состоянию после ИПД, границы зерен являются главными источниками/стоками вакансий, а диффузия вакансий к стокам (при разной подвижности компонентов) может вызывать расслоение сплавов и приводить к последовательным фазовым превращениям. Особенностью нанокристаллических систем являются малые размеры зерен и высокая степень неравновесности их границ. В этом случае степень пересыщения границ зерен вакансиями может достигать очень высоких значений, близких к тем, которые соответствуют предплавленным температурам. В работе [34] на базе модели, описывающей состояние границ зерен после ИПД системой хаотически распределенных зернограницных дислокаций, показано, что дислокационная конфигурация этого типа создает дальнодействующие поля упругих напряжений, которые существенно влияют на диффузию. Резюмируя, необходимо подчеркнуть, что указанные теоретические рассуждения, представленные в работах [32–34], качественно подтверждают наши выводы и формальные расчеты, касаю-

щиеся ускоренного диффузионного массопереноса в процессе КВД для исследуемых композитов. Таким образом, при больших значениях N мы в значительной степени добиваемся предельной макроскопической гомогенизации структуры первичного композита из АС, которую, по-видимому, нельзя достигнуть в случае кристаллических композитов или при других режимах обработки.

Выводы. 1. Методом времяпролетной масс-спектропии и методом микроиндентирования изучены основные закономерности формирования локального химического состава и изменения твердости многослойных композитов, состоящих из чередующихся слоев АС $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$ и $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$, по мере роста величины истинной пластической деформации при КВД в камере Бриджмена при комнатной температуре.

2. Установлены три стадии эволюции структурно-фазового состояния исследованных композитов. На первой стадии деформации ($N = 1-3$, где N – число полных оборотов подвижной наковальни) АС $\text{Fe}_{53.9}\text{Ni}_{26.5}\text{B}_{20.2}$ и $\text{Co}_{28.2}\text{Fe}_{38.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Si}_{0.3}\text{B}_{17.2}$, составляющие композит, деформируются достаточно независимо друг от друга, обеспечивая лишь механическое “сцепление” соседних слоев.

3. На второй стадии КВД ($N = 4-5$) происходит межфазное взаимодействие в тонких приграничных областях с возможным образованием боридных фаз, которое, вероятнее всего, ответственно за эффект неаддитивного (синергического) упрочнения (роста значения HV). Наблюдается частичное вихревое перемешивание, однако фрагменты слоистой структуры все еще сохраняются.

4. На третьей стадии КВД ($N = 6-9$), по мере увеличения N переносимые вихревые потоки вещества коагулируют вплоть до полного перемешивания и образования гомогенного многокомпонентного сплава. По существу, это приводит к “исчезновению” исходного композита.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-08-00341 “А”).

1. A. M. Glezer and I. E. Permyakova, *Melt-Quenched Nanocrystals*, CRC Press, Boca Raton, FL, USA (2013).
2. D. V. Louzguine-Luzgin, L. V. Louzguina-Luzgina, and A. Y. Churyumov, *Metals* **3**, 1 (2013).
3. H. F. Tan, B. Zhang, Y. K. Yang, X. F. Zhu, and G. P. Zhang, *Mater. Des.* **90**, 60 (2016).
4. J. Li, H. Chen, H. Feng, Q. Fang, Y. Liu, F. Liu, H. Wu, and P. K. Liaw, *J. Mater. Sci. Technol.* **54**, 14 (2020).

5. W. Guo, Y. Wu, J. Zhang, S. Hong, G. Li, G. Ying, and Y. Qin, *J. Therm. Spray Technol.* **23**, 1157 (2014).
6. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, A. A. Mazilkin, S. G. Protasova, K. I. Kolesnikova, P. B. Straumal, and B. Baretzky, *Mater. Lett.* **145**, 63 (2015).
7. S. V. Ketov, Y. P. Ivanov, D. Söpu, T. Schöberl, J. Eckert, D. V. Louzguine-Luzgin, C. Suryanarayana, A. O. Rodin, and A. L. Greer, *Materials Today Advances* **1**, 100004 (2019).
8. D. B. Miracle and O. N. Senkov, *Acta Mater.* **122**, 448 (2017).
9. V. Dolique, A. L. Thomann, and P. Brault, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2478 (2011).
10. И. Е. Пермякова, А. М. Глезер, А. А. Иванов, А. В. Шеляков, *Изв. ВУЗов. Физика*. **58**, 115 (2015) [I. E. Permyakova, A. M. Glezer, A. A. Ivanov, and A. V. Shelyakov, *Russ. Phys. J.* **58**, 1331 (2016)].
11. Н. Н. Ситников, А. В. Шеляков, И. А. Хабибулина, К. А. Бородако, *Изв. РАН. Сер. физ.* **82**, 1250 (2018) [N. N. Sitnikov, A. V. Shelyakov, I. A. Khabibullina, and K. A. Borodako, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **82**, 1136 (2018)].
12. C. Suryanarayana, *Prog. Mater. Sci.* **46**, 1 (2001).
13. М. И. Алымов, *Порошковая металлургия нанокристаллических материалов*, Наука, М. (2007).
14. P. R. Soni, *Mechanical alloying: fundamentals and application*, Cambridge International Science Publishing, Cambridge, UK (1999).
15. R. V. Sundeev, A. V. Shalimova, N. N. Sitnikov, O. P. Chernogorova, A. M. Glezer, M. Yu. Presnyakov, I. A. Karataev, E. A. Pechina, and A. V. Shelyakov, *J. Alloys Compd.* **845**, 156273 (2020).
16. S. V. Vasiliev, A. I. Limanovskii, V. M. Tkachenko, T. V. Tsvetkov, K. A. Svyrydova, V. V. Burkhovetskii, V. N. Sayapin, S. V. Terekhov, and V. I. Tkatch, *Materials Today Communications* **24**, 101080 (2020).
17. Y. Cao, M. Kawasaki, Y. B. Wang, S. N. Alhajeri, X. Z. Liao, W. L. Zheng, S. P. Ringer, Y. T. Zhu, and T. G. Langdon, *J. Mater. Sci.* **45**, 4545 (2010).
18. M. Kawasaki and T. G. Langdon, *Mater. Sci. Eng. A* **498**, 341 (2008).
19. R. Kulagin, Y. Beygelzimer, Yu. Ivanisenko, A. Mazilkin, B. Straumal, and H. Hahn, *Mater. Lett.* **222**, 172 (2018).
20. G. F. Korznikova, K. S. Nazarov, R. K. Khisamov, S. N. Sergeev, R. U. Shayachmetov, G. R. Khalikova, J. A. Baimova, A. M. Glezer, and R. R. Mulyukov, *Mater. Lett.* **253**, 412 (2019).
21. Y. Beygelzimer, *Materials Science Forum* **683**, 213 (2011).
22. J. Bokeloh, S. V. Divinski, G. Reglitz, and G. Wilde, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 23550 (2011).
23. Б. Кантор, Р. В. Кан, *Диффузия атомов в аморфных сплавах*, в кн.: *Аморфные металлические сплавы*, под ред. Ф. Е. Люборского, Металлургия, М. (1987), с. 489 [Amorphous Metallic Alloys, ed. by

- F.T. Luborsky, Butterworths, London, UK (1983), ch. 25, p. 487].
24. R.Z. Valiev, A.P. Zhilyaev, and T.G. Langdon, *Bulk Nanostructured Materials: Fundamentals and Applications*, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA (2013).
25. A.M. Glezer, E.V. Kozlov, N.A. Koneva, N.A. Popova, and I.A. Kurzina, *Plastic Deformation of Nanostructured Materials*, CRC Press, Boca Raton, FL, USA (2017), p. 208.
26. Д.К. Белащенко, *Компьютерное моделирование жидких и аморфных веществ*, МИСиС, М. (2005).
27. Б.Б. Страумал, А.Р. Кильмаметов, И.А. Мазилкин, А. Корнева, П. Земба, Б. Барецки, Письма в ЖЭТФ **110**, 622 (2019) [B.B. Straumal, A.R. Kilmametov, A.A. Mazilkin, A. Korneva, P. Zieba, and B. Baretzky, JETP Lett. **110**, 624 (2019)].
28. F. Faupel, W. Frank, M.-P. Macht, H. Mehrer, V. Naundorf, K. Rätzke, H.R. Schober, S.K. Sharma, and H. Teichler, Rev. Mod. Phys. **75**, 237 (2003).
29. A.G. Kesarev, V.V. Kondrat'ev, and I.L. Lomaev, Phys. Metals Metallogr. **118**, 872 (2017).
30. J. Horváth and H. Mehrer, Crys. Latt. Def. and Amorph. Mat. **13**, 1 (1986).
31. P. Scharwaechter, W. Frank, and H. Kronmueller, Z. Metallkd. **87**, 885 (1996).
32. А.Е. Ермаков, В.Л. Гапонцев, В.В. Кондратьев, Ю.Н. Горностырев, ФММ **88**, 5 (1999).
33. V.V. Kondratyev, A.G. Kesarev, and I.L. Lomaev, Diffusion Foundations **5**, 129 (2015).
34. В.Л. Гапонцев, В.В. Кондратьев, ДАН **385**, 608 (2002) [V.L. Gapontsev and V.V. Kondrat'ev, Dokl. Phys. **47**, 576 (2002)].

Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой

С. В. Тарасенко⁺¹⁾, В. Г. Шавров*

⁺Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 83114 Донецк, Украина

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2021 г.

После переработки 10 марта 2021 г.

Принята к публикации 10 марта 2021 г.

Для магнитного слоя с границами скольжения в неограниченной немагнитной среде косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения, может приводить к появлению связанных состояний магнанных полярнов в сплошном спектре излучательных объемных лэмбовских магнитоакустических мод. Если на такой слой извне падает продольная плоская объемная упругая волна, то данный механизм обеспечивает и формирование как акустомагнитного резонанса Фано, так и его коллапс, а для конечной системы эквидистантных магнитных слоев – еще и реализацию эффекта акустического сверхизлучения. Падение квазиплоской продольной волны может сопровождаться резким усилением углового эффекта Шоха.

DOI: 10.31857/S1234567821070090

В основе возникшей в последние годы новой волны активного исследовательского интереса к магнитоакустике гибридных магнитных структур лежат не только задачи создания новых классов управляемых акустических метаматериалов [1, 2], но и бурное развитие магнотронной спинтроники [3–5], предполагающей отказ от использования зарядовых токов в пользу токов спиновых, способных перетекать без переноса массы и электрического заряда. Ожидается, что это позволит создавать гораздо более компактные и быстродействующие устройства для хранения и переработки информации. Спиновые токи могут быть обусловлены не только электронами проводимости, но и магнанами – квазичастицами спектра спиновых волн, и класс сопутствующих динамических эффектов, представляющих не только чисто академический, но и несомненный практический интерес, постоянно расширяется. В этой связи, нельзя не отметить спин-торк эффект, спиновый пампинг, прямой и обратный спиновые эффекты Холла, спин-волновую электродинамику микрорезонаторов, эффекты спиновой сверхтекучести и Бозе-Эйнштейновской конденсации в газе магноволн и т.д. На этом фоне значительное внимание уделяется также и изучению условий взаимодействия магноволн с другими типами элементарных возбуждений, характерными для физики твердого тела [6, 7].

При этом не только в случае полупроводниковых гетероструктур и зарядовых токов [8], но и в случае магнитных гетероструктур и спиновых токов решение задач как оптимизации параметров уже существующих, так и создания принципиально новых спинтронных устройств требует использования таких физических моделей, которые бы наиболее корректно учитывали взаимодействие спиновых токов и упругой подсистемы [9]. Как результат, в настоящее время активно проводятся исследования в области стрейнтроники [10], магнитоакустики микрорезонаторов [11, 12], спиновой калоритроники [13], линейной и нелинейной акустической накачки спиновых волн [14, 15], переноса фононами спинового углового момента [16, 17], изучения фононных аномалий при Бозе-Эйнштейновской конденсации магноволн в слоистых магнитных гетероструктурах [9, 18] и т.д. Внимание исследователей в основном сосредоточено на магнотронной спинтронике магнитных гетероструктур с участием как ферро- (ФМ) [3–5], так и антиферромагнитных (АФМ) [19] материалов, причем не только проводников и полупроводников [3–5], но и диэлектриков [20]. Необходимо отметить, что в отличие от ФМ сред, в АФМ, в частности, имеет место обменное усиление скорости распространения спиновой волны, вследствие чего в неограниченном высокотемпературном АФМ ($T_N > T_D$, где $T_N(T_D)$ – температура Нееля (Дебая)) [21] на плоскости внешних параметров “частота–волновое число”

¹⁾e-mail: e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

в магнон-фононном спектре (согласно терминологии [15, 22] “в спектре магнонных поляронов”) будут отсутствовать точки антикроссинга (магнитоакустического резонанса), а значит, и традиционно рассматриваемый механизм формирования магнитных поляронов [9, 12, 15]. Представляет интерес также и возможность управления, например, с помощью постоянного внешнего магнитного или электрического поля, температуры, давления гиротропными свойствами АФМ среды (так называемые магнито скомпенсированные и магнитнескомпенсированные АФМ). Помимо этого, в случае обменноколлинеарных АФМ сред косвенное спин-спиновое взаимодействие через магнитостатическое поле является обменно ослабленным, тогда как обменно усиливается линейное магнон-фононное взаимодействие, что, в частности, приводит к обменному усилению не только магнитоупругих (МУ) ангармонизмов [21], но и МУ щели в спектре гибридных магнон-фононных возбуждений [23]. Наконец, как показано в [24], в ограниченном низкотемпературном АФМ ($T_N < T_D$) косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле фононов приводит, даже без учета магнитодипольного взаимодействия, к возможности формирования и распространения вдоль магнитного слоя (даже акустически субволновой толщины) особого класса безобменных магнонов с уникальными дисперсионными характеристиками: эластостатических спиновых волн. Однако, несмотря на то, что к настоящему моменту изучение различных аспектов взаимодействия спиновых токов и решетки в многослойных и многокомпонентных магнитных средах проводится достаточно широким фронтом, тем не менее, подавляющая часть работ фактически направлена на выяснение различных аспектов взаимодействия магнонов с полем излучательных фононов в слоистых магнитных гетероструктурах и возможности практического использования соответствующих эффектов. Вместе с тем, в отличие от оптики и акустики композитных проводящих и диэлектрических немагнитных сред, до сих пор фактически оставался открытым вопрос как об условиях формирования “темных” магнонных мод в спектре фононного поля излучения многослойной магнитной структуры, так и о сопутствующих динамических аномалиях. Однако хорошо известно [25], что, независимо от физической природы, динамическая система, в поле излучения которой имеются связанные состояния в континууме (ССК) (их частным случаем и являются “темные” моды [26]), может обладать уникальными динамическими характеристиками. Так в окрестности ССК имеет место высокодобротный резонанс, радиацион-

ная ширина линии которого теоретически (в частности, геометрические размеры динамической системы должны быть не ограничены, по крайней мере, в одном измерении) может стремиться к нулю по мере приближения внешних параметров к тем, что отвечают формированию в рассматриваемой модели динамической системы указанного ССК. Данное обстоятельство, безусловно, представляет собой не только чисто академический, но и несомненный практический интерес, поскольку учет конечных размеров реального образца приводит к тому, что ССК будет обладать ненулевым радиационным затуханием, а значит, превращается в квазистационарное состояние. В результате, по мере приближения внешних параметров к критическим для такого ССК значениям рост его добротности будет ограничен сверху некоторой, пусть и достаточно большой, но конечной величиной (если воспользоваться терминологией, развитой в [27], подобная ситуация в физике открытых плазменных структур характерна для “суперрезонансного состояния”). Тем не менее, что касается условий формирования ССК в спин-волновой динамике электромагнитно или акустически открытых магнитных сверхструктур, то такие исследования, вплоть до последнего времени, не проводились. Недавно, в серии работ [28-30] впервые был выполнен анализ некоторых механизмов формирования и коллапса не только электромагнитного, но и акустического резонанса Фано в слоистых магнитных структурах. В частности, показана принципиальная возможность формирования в спектре акустического поля излучения магнитного слоя в симметричном немагнитном окружении связанных спин-волновых состояний (следуя аналогии с теорией экситонных поляритонов [26] – “темных” магнонных мод). Однако из полученных результатов следовало, что для магнитного акустически открытого слоя субволновой толщины без учета неоднородного обменного взаимодействия (безобменное приближение) формирование “темных” магнонных поляронов в спектре радиационных фононов невозможно. В то же время, хорошо известно [31], что одной из важных особенностей спин-волновой динамики магнитоупорядоченных сред является наличие в магнетике, помимо магнитодипольного, также и других механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия и, в частности, фононного. Тем не менее, влияние этого обстоятельства на возможность формирования связанных состояний безобменных спиновых волн в спектре радиационных фононов акустически тонкого магнитного диэлектрического слоя в неограниченной упруго изотропной среде до сих пор не обсуждалось.

В связи с этим, целью данной работы является определение в бездиссипативном пределе необходимых условий, при выполнении которых уже в случае АФМ слоя акустически субволновой толщины в упругоизотропном немагнитном окружении косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения (лэмбовских фононов), может даже в безобменном приближении одновременно приводить и к коллапсу акустического резонанса Фано, и к формированию “темных” состояний объемных магнитных фононов в фононном спектре излучения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к границе раздела $\mathbf{q} \parallel OZ$, занятые идеальной жидкостью (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда), в которой потенциал смещений $\tilde{\varphi}$, плотность и модуль сжатия ($\tilde{\rho}$ и $\tilde{\lambda}$), связаны с вектором смещений и тензором напряжений – $\tilde{\mathbf{u}}$ и $\tilde{\sigma}$ соотношениями [32, 33]:

$$\tilde{\mathbf{u}} = \nabla \tilde{\varphi}, \quad \mathbf{q} \tilde{\sigma} \mathbf{q} = -\tilde{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial t^2}, \quad \tilde{\mathbf{k}}^2 = \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\lambda}} \omega^2, \quad (1)$$

а на границе между этими полупространствами расположен слой толщиной $2d$ и вектором нормали к поверхности $\mathbf{q} \parallel OZ$ пространственно однородного АФМ, легкая магнитная ось которого OZ коллинеарна $\mathbf{q}$. В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$) обменно коллинеарного centrosимметричного АФМ, обладающего изотропным упругим и МУ взаимодействиями. Соответствующая плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m}$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}$) [21] имеет вид:

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \\ \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \quad (2)$$

Здесь δ , b – константы междоузелочного обмена и легкоосной магнитной анизотропии ($b > 0$), γ – константа МУ взаимодействия, λ , μ – коэффициенты Ламэ.

Динамика рассматриваемой модели АФМ среды (2) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из основного уравнения механики сплошной среды и уравнений Ландау–Лифшица для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ [21, 23]:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m} H_{\mathbf{m}}] + [\mathbf{l} H_{\mathbf{l}}],$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{m} H_{\mathbf{l}}] + [\mathbf{l} H_{\mathbf{m}}], \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}. \quad (3)$$

Здесь ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – вектор упругих смещений, g – гиромагнитное отношение, которое будем считать одинаковым для обеих подрешеток, $H_r \equiv -\delta W / \delta r$ – эффективное поле, $r = \mathbf{m}, \mathbf{l}$.

Будем полагать, что на границе раздела магнитной ($|z| < -d$) и немагнитной ($|z| > d$) сред с нормалью вдоль $\mathbf{q} \parallel OZ$ выполнена следующая система граничных условий ($\beta = x, y$):

$$\sigma_{z\beta} = \tilde{\sigma}_{z\beta} = 0, \quad \sigma_{zz} = \tilde{\sigma}_{zz}, \quad u_z = \tilde{u}_z, \quad z = \pm d, \quad (4)$$

что отвечает слою толщиной $2d$, обе поверхности которого имеют скользящий акустический контакт с неограниченной средой [32, 33]. Если в рассматриваемой магнито скомпенсированной (в основном состоянии $|\mathbf{m}| = 0$) АФМ среде (2) у распространяющейся плоской упругой волны вектор упругих смещений $\mathbf{u} \in YZ$, частота ω , а волновой вектор $\mathbf{k} \in YZ$, то соответствующие материальные соотношения могут быть представлены в виде:

$$\sigma_{zz} = c_{33} \frac{\partial u_z}{\partial z} + c_{32} \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \sigma_{yy} = c_{22} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{32} \frac{\partial u_z}{\partial z}, \\ \sigma_{zy} = \bar{c}_{44} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), \quad (5) \\ \bar{c}_{44} = c_{44} [\omega_0^2 - \omega^2] [\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2]^{-1}, \\ c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu, \quad c_{23} = \lambda + \mu, \quad c_{44} = \mu,$$

где ω_0 – индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны, ω_{me} – МУ щель [21, 23].

Расчет показывает, что с учетом (5) при направлении распространения лэмбовской МУ волны с $\mathbf{u} \in YZ$ вдоль OY для краевой задачи (4) с $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ получаем следующее, би-квадратное относительно $\eta^2 \equiv -k_z^2 > 0$ характеристическое уравнение ($\mathbf{k} = \{0, h, i\eta\}$) в АФМ среде с плотностью ρ :

$$(c_{33} k_z^2 + \bar{c}_{44} k_y^2 - \rho \omega^2)(c_{22} k_y^2 + \bar{c}_{44} k_z^2 - \rho \omega^2) - \\ - (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 k_y^2 k_z^2 = 0. \quad (6)$$

Это означает, что пространственное распределение поля поляризованных вдоль $\mathbf{q} \parallel OZ$ упругих смещений в рассматриваемой АФМ пластине отвечает двухпарциальной лэмбовской МУ волне ($\tau = 2$):

$$u_z = \sum_{j=1}^{\tau} (A_j c_{jz} + B_j s_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \\ \sigma_{zz} = \sum_{j=1}^{\tau} (A_j s_{jz} + B_j c_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \quad (7)$$

где $c_{jz} \equiv ch(\eta_j z)$, $s_{jz} \equiv sh(\eta_j z)$, $j = 1, 2$, A_j , B_j – произвольные амплитуды.

По аналогии с методикой расчета из [32, 34] можно с помощью упругих граничных условий в (4) исключить из дальнейшего рассмотрения две из четырех амплитуд парциальных волн. Если речь идет о A_2 , B_2 , то для рассматриваемой лэмбовской МУ волны в АФМ среде (2), (5)–(7) пространственную структуру входящих в (4), (5) $\mathbf{u} \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ и $\mathbf{q} \bar{\sigma} \mathbf{q}$, можно представить как ($F_1 = 1$, $P_j = c_{33}\eta_j + ic_{32}h$):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \mathbf{q} \end{pmatrix}_z = \begin{pmatrix} N_{11} & N_{12} \\ N_{21} & N_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} N_{11} &= \sum_{j=1}^{\tau} F_j \frac{c_{1d}}{c_{jd}} c_{jz}, & N_{12} &= \sum_{j=1}^{\tau} F_j \frac{s_{1d}}{s_{jd}} s_{jz}, \\ N_{21} &= \sum_{j=1}^{\tau} P_j F_j \frac{c_{1d}}{c_{jd}} s_{jz}, & N_{22} &= \sum_{j=1}^{\tau} P_j F_j \frac{s_{1d}}{s_{jd}} c_{jz}, \end{aligned} \quad (9)$$

т.е. для АФМ слоя толщиной имеет место следующая матрица перехода:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \end{pmatrix}_{z=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \end{pmatrix}_{z=-d}, \quad (10)$$

$$\bar{T} = \bar{N}(z=d) \bar{N}^{-1}(z=-d).$$

Пусть $\tilde{Z} \equiv \tilde{\rho} \omega^2 / \tilde{k}_z$, тогда в соответствии с общими положениями теории волновых процессов [32, 35] в слоистых средах для заданных значений внешних параметров “ $\omega - h$ ” в случае $\text{Re}\{\tilde{Z}\} = 0$ вдоль рассматриваемого АФМ слоя с граничными условиями (4) возможно распространение собственной вытекающей (при $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 < 0$ или $\eta_1^0 > 0$, $\eta_2^2 < 0$) лэмбовской МУ волны (“лэмбовского” магннного полярона) со спектром

$$(N_{21} - i\tilde{Z}N_{11})(N_{22} - i\tilde{Z}N_{12}) = 0. \quad (11)$$

Факторизация спектра связана с тем, что в данном случае возможно независимое распространение волн, поле упругих напряжений в которых может быть симметричным или антисимметричным относительно срединной плоскости магнитного слоя. В частном случае $\tilde{Z} = 0$ соотношения (9), (11) определяют спектр собственной объемной лэмбовской МУ волны, распространяющейся вдоль слоя АФМ среды (2)–(5), обе поверхности которого механически свободны [32, 33]. Что же касается случая $\tilde{Z} = \infty$, то он отвечает слою, обе поверхности которого имеют границу скольжения с абсолютно жестким телом [33], а из (11) следует, что соответствующий спектр

“лэмбовского” магннного полярона, распространяющегося вдоль слоя АФМ среды (2)–(5), может быть представлен в виде:

$$D_\nu(\omega, h) = 0, \quad \kappa_\nu = \frac{\pi\nu}{2d}, \quad \nu = 1, 2, \dots \quad (12)$$

$$\begin{aligned} D_\nu(\omega, h) &\equiv (c_{33}\kappa_\nu^2 + \bar{c}_{44}h^2 - \rho\omega^2)(c_{22}h^2 + \bar{c}_{44}\kappa_\nu^2 - \rho\omega^2) - \\ &- (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 h^2 \kappa_\nu^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Всюду в дальнейшем ограничимся рассмотрением таких соотношений частот, для которых рассматриваемый АФМ слой (2)–(5) является акустически субволновым $\omega < s_t \frac{\pi}{2d}$ ($s_t^2 \equiv \mu/\rho$). В этом случае описание МУ динамики АФМ слоя возможно в эластостатическом пределе (т.е. формально полагая в (13) $\rho \rightarrow 0$). В результате (12)–(13) будет определять спектр объемных безобменных гибридных эластостатических магновов (безобменных “лэмбовских” магннных поляронов), распространяющихся вдоль слоя АФМ (2)–(5), при условии, что в (4) $\tilde{u}_z(z = \pm d) = 0$ [36].

Если же в (9), (11) $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, то вдоль рассматриваемого магнитного слоя распространяется несобственная объемная лэмбовская МУ волна, конечная ширина линии которой обусловлена излучением в среду (1) объемной продольной упругой волны на бесконечность. Однако и в этом случае в спектре продольных упругих волн немагнитной среды (1) ($\omega > h\sqrt{\tilde{\lambda}/\tilde{\rho}}$) на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” все же возможно формирование таких точек, в которых, несмотря на $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, распространяющаяся вдоль АФМ слоя объемная МУ лэмбовская волна становится собственной (ее радиационное поле излучения в среду (1) строго равно нулю). Расчет показывает, что для рассматриваемой модели МУ динамики АФМ слоя (2)–(5) подобные “темные” состояния спектра безобменных “лэмбовских” магннных поляронов (ССК) становятся возможны, несмотря на $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 < 0$ если для $z = \pm d$ одновременно

$$N_{21} = 0, \quad N_{11} = 0, \quad (14)$$

или

$$N_{22} = 0, \quad N_{12} = 0. \quad (15)$$

Соответствующие сочетания ω и h с учетом (6), (7), (9), (13) будут определяться как вещественные корни следующего соотношения:

$$D_\nu(\omega, h) = D_\rho(\omega, h), \quad \nu \neq \rho, \quad \nu, \rho = 1, 2, \dots, \quad (16)$$

т.е., если выполнено (14), то в (16) $k_\nu d = \pi(2\nu + 1)/2$, $k_\rho d = \pi(2\rho + 1)/2$, а если (15), то в (16) $k_\nu d = \pi\nu$,

$k_\rho d = \pi\rho$. Отметим, что при $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 < 0$ выполнение (14) возможно, если одновременно $c_{1d} = c_{2d} = 0$ (в этом случае также $N_{22} = 0$), а выполнение (15) имеет место, если $s_{1d} = s_{2d} = 0$ (в этом случае также $N_{21} = 0$). Оба указанных двойных равенства определяют, согласно [37], узлы решетки Миндлина, характеризующей спектр лэмбовских нормальных упругих волн в случае слоя толщиной $2d$ упругого изотропного немагнитного диэлектрика с механически свободными поверхностями.

В пределе $\omega \ll s_t\pi/(2d)$, найденные ССК отвечают точкам вырождения спектра безобменных объемных “лэмбовских” магннных поляронов (12), (13), распространяющихся в слое АФМ (2)–(13) с жестким упругим закреплением обеих поверхностей. Если $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, то для заданной частоты волны ω корень дисперсионного соотношения спектра несобственных магннных поляронов (11) удобно представить как $h = h'(\omega) + ih''(\omega)$. В частности, это возможно, если $N_{21}(\omega, h') = 0$ (в этом случае $h'' = -\tilde{Z}N_{11}/(\partial N_{21}/\partial h)$), если же $N_{22}(\omega, h') = 0$, то $h'' = -\tilde{Z}N_{12}/(\partial N_{22}/\partial h)$. Таким образом, когда $h'(\omega)$ стремится к значению, определяемому соответственно (14) или (15), то для таких сочетаний ω – h величина радиационного затухания (h'') соответствующей моды спектра несобственных “лэмбовских” магннных поляронов АФМ слоя (11) будет стремиться к нулю. В результате, следуя терминологии [27], можно говорить, что в данном случае в рамках рассматриваемой модели АФМ среды становится возможным реализация высокодобротных (“суперрезонансных”) состояний.

Это обстоятельство существенно отражается и на резонансных характеристиках рассматриваемого магнитного слоя, если на него из немагнитной среды (1) падает плоская объемная продольная упругая волна. Так как для обсуждаемой слоистой магнитной гетероструктуры в (8)–(10) $T_{11} = T_{22}$, то для падающей извне на поверхность АФМ слоя продольной плоской упругой волны ($\tilde{\mathbf{u}}\|\tilde{\mathbf{k}} \in YZ$), структура амплитудных коэффициентов прохождения $W(\omega, h)$ и отражения $V(\omega, h)$ определяется соотношениями вида:

$$W = \frac{i2\tilde{Z}}{i\tilde{Z}(T_{11} + T_{22}) - T_{21} + T_{12}\tilde{Z}^2}; \quad (17)$$

$$V = \frac{iW}{2} \left(\frac{T_{21}}{\tilde{Z}} + T_{12}\tilde{Z} \right).$$

Анализ (17) показывает, что на плоскости внешних параметров ω – h в окрестности любого из полюсов (одной из вытекающих мод спектра (11)) структуру $|W|^2$ можно представить, согласно [38], с помощью обобщенной формулы Фано. В частности,

для падающей извне продольной упругой волны с $h = h_0$ (т.е. если $N_{22}N_{11} = N_{12}N_{21}$), магнитный слой будет полностью непрозрачным ($|W| = 0$), а при $N_{22}N_{21} + \tilde{Z}^2N_{11}N_{12} = 0$ – полностью прозрачным ($|W| = 1$). Что же касается сочетаний ω и h , которые отвечают “темным” безобменным модам спектра “лэмбовских” магннных поляронов (13)–(16), то для них одновременно обращаются в ноль не только (11), но также и числитель, и знаменатель как $W(\omega, h)$, так и $v(\omega, h)$ в (17) (т.е. реализуется МУ аналог коллапса резонанса Фано [39]).

Рассмотрим несколько более подробно частный случай таких сочетаний частот и продольных волновых чисел, при которых одновременно $N_{11} \approx a(h - h')$, $1 \gg |N_{21}| \neq 0$, $|N_{22}| \ll 1$ или $N_{12} \approx a(h - h')$, $|N_{21}| \ll 1$, $1 \gg |N_{22}| \neq 0$. И в том и в другом случае, исходя из (17), структуру $|W|^2$ для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны ($\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$) приближенно можно представить как

$$|W|^2 \approx \frac{(H - q)^2}{H^2 + 1} \frac{1}{1 + q^2}, \quad H \equiv \frac{h - h'}{h''}, \quad q \equiv \frac{h_0 - h'}{h''},$$

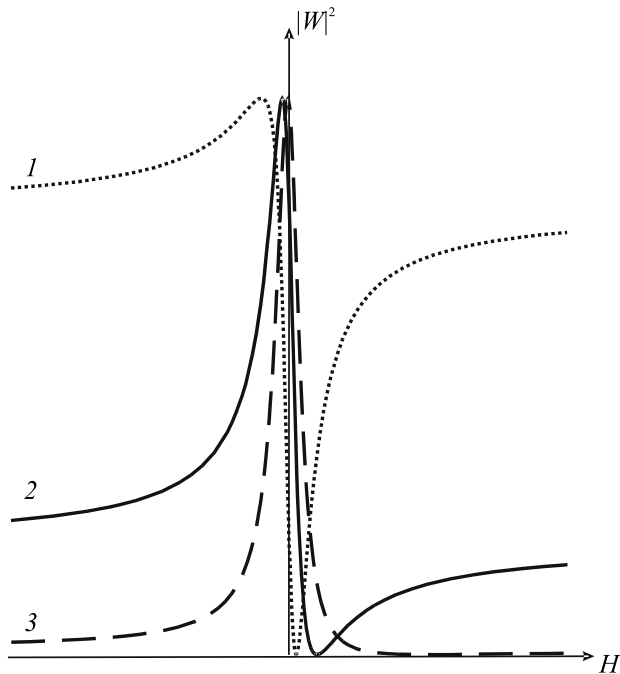
$$h'' \equiv \frac{N_{21}}{a\tilde{Z}} \quad \text{или} \quad h'' \equiv \frac{N_{22}}{a\tilde{Z}}, \quad (18)$$

где $\text{Im}\{h'\} = \text{Im}\{h''\} = 0$. Если в (18) одновременно $h'' \neq 0$ и $h = h_0$, то $|W| = 0$, тогда как в случае $h'' \neq 0$ и $h = h'$ в (18) $|W| = q^2/(1 + q^2)$. Если же в последнем из приведенных вариантов у падающей извне продольной волны сочетание ω и h дополнительно отвечает и условиям формирования ССК ((14) или (15)), то $|W| = 1$ (см. также [39]). Так как в этом случае $h'' = 0$, то подобный эффект можно рассматривать как формирование акустически индуцированной прозрачности слоя. Согласно (18), в окрестности подобных ССК (определяемых (14) или (15)) для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны $h'' \rightarrow 0$, $h \rightarrow h'$. Характер изменения структуры $|W|^2$ в зависимости от угла падения и величины $q(\omega, h)$ графически представлен на рис. 1.

Кроме того, расчет также показывает, что для тех точек на плоскости “ ω – h ”, в окрестности которых одновременно $N_{11}N_{12} = 0$, $N_{11} + N_{12} \approx a(h - h')$, для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны ($\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$) структуру W в (17) можно представить как

$$W \approx \frac{h - h'}{h - h' - ih''}. \quad (19)$$

В этом случае, следуя аналогии с экситонными поляритонами в одномерных брегговских кристал-

Рис. 1. В (18) $q(3) \gg q(2) \gg q(1)$

лах [26, 40], можно ожидать, что в системе одинаковых акустически связанных слоев АФМ в рассматриваемой магнитоакустической конфигурации будет возможен и эффект сверхизлучения, но теперь акустический (когерентное излучение лэмбовским магнетонным поляроном объемной продольной волны в немагнитной среде (1), окружающей рассматриваемый одномерный конечный магнитный фоновый кристалл). Как пример, пусть в рассматриваемой среде (1) имеется система из N эквидистантных идентичных слоев толщиной $2d$ АФМ среды (2)–(5). Будем полагать, что на каждой из границ раздела такой слоистой магнитной гетероструктуры ($-Nd \leq z \leq Nd$) с нормалью вдоль $\mathbf{q}$ выполнена следующая система граничных условий (граница скольжения):

$$\sigma_{zy}^+ = \sigma_{zy}^- = 0, \quad \sigma_{zz}^+ = \sigma_{zz}^-, \quad u_z^+ = u_z^-. \quad (20)$$

Верхние индексы “ $\pm$ ” относятся соответственно к контактирующим средам выше и ниже конкретной границы раздела слоев. В результате, для падающей из среды (1) на поверхность такого конечного одномерного магнитного фонового кристалла продольной плоской упругой волны с $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ структуру амплитудных коэффициентов прохождения $W_N(\omega, h)$ и отражения $V_N(\omega, h)$, с учетом (17) и введенных выше обозначений, можно представить

как (K – квазиблховский вектор для рассматриваемой одномерной магнитной сверхструктуры):

$$W_N = \frac{W}{U_{N-1} - WU_{N-2}}, \quad V_N = \frac{VU_{N-1}}{U_{N-1} - WU_{N-2}},$$

$$U_{N-1} \equiv \frac{\sin(2KNd)}{\sin(2Kd)}. \quad (21)$$

Если же для (21) одновременно возможно выполнение и (19) и $\sin(2Kd) = 0$, то, по аналогии с [26, 40], в рассматриваемой магнитной гетероструктуре дополнительно становится возможным формирование как $N - 1$ “темной” моды спектра “лэмбовских” магнетонных поляронов (ССК), так и эффекта акустического сверхизлучения для единственной “светлой” моды из этого спектра, поскольку в этом предельном случае

$$W_N \approx \frac{h - h'}{h - h' - iNh''}, \quad V_N \approx \frac{iNh''}{h - h' - iNh''}. \quad (22)$$

Отметим, что если падающая из среды (1) продольная упругая волна не является плоской, то в условиях (2)–(10), (22) и рассматриваемой магнитоакустической конфигурации, согласно общим положениям теории волновых процессов в слоистых средах [32, 41], становятся возможными как пространственный (Δ_V, Δ_W), так и угловой (s_V, s_W) эффекты Шоха. Это связано с тем, что если в случае (2)–(10), (22) из среды (1) на внешнюю поверхность рассматриваемой N -слойной магнитной гетероструктуры падает квазиплоская продольная объемная волна, то указанные величины в полной аналогии с эффектом Гуса–Хенхен для оптики слоистых сред следующим образом связаны с введенными выше амплитудными коэффициентами прохождения W_N и отражения V_N : $-i\Delta_W + s_W = \partial \ln W_N / \partial h$, $-i\Delta_V + s_V = \partial \ln V_N / \partial h$. Таким образом, с учетом введенных выше обозначений, из (22) получаем, что для и отраженной и прошедшей квазиплоской продольной упругой волны:

$$s_V = \frac{\partial |V_N|}{|V_N| \partial h} \approx \frac{2(h - h')}{(Nh'')^2}, \quad \Delta_V = \frac{\partial \varphi}{\partial h} \approx \frac{2}{Nh''},$$

$$s_W = \frac{\partial |W_N|}{|W_N| \partial h} \approx \frac{2}{(h - h')}, \quad \Delta_W = \frac{\partial \psi}{\partial h} \approx \frac{2}{Nh''}. \quad (23)$$

Кроме того, из (8), (10), (17), (21) следует возможность как при отражении, так и при прохождении осцилляции и величины и знака пространственного эффекта Шоха (см. также [42]). Помимо этого, в окрестности $|W_N| = 0$, резко возрастает величина углового эффекта Шоха для прошедшей через слой (магнитную гетероструктуру) квазиплоской продольной упругой волны. Что же касается окрестности $|V_N| = 0$, то в этом случае становится возможным резкое возрастание величины углового эффекта

Шоха для квазиплоской продольной упругой волны, отраженной от поверхности рассматриваемой слоистой структуры.

До сих пор все приведенные выше расчеты пренебрегали наличием в магнетике неоднородного обменного взаимодействия. Кратко обсудим влияние этого механизма пространственной дисперсии магнетика на формирование ССК в условиях прохождения плоской продольной объемной волны через слой АФМ (2), погруженный в среду (1). Как пример, рассмотрим слой толщиной $2d$ легкоосного (OZ) АФМ, свободная энергия которого с учетом неоднородного обменного взаимодействия, а также изотропии упругих и магнитоупругих свойств, согласно [43], имеет вид:

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (24)$$

где α – константа неоднородного обмена [21, 23]. Будем описывать динамику рассматриваемой АФМ среды с помощью связанной системы уравнений, включающей теперь в себя уравнения Ландау–Лифшица и эластодинамики. В результате, в неограниченном АФМ (2), (24) спектр МУ лэмбовской волны с $\mathbf{k} \in YZ$ можно представить как ($\mathbf{k}^2 = k_y^2 + k_z^2$, $c = gM_0\sqrt{\delta\alpha}$ [23, 24]):

$$(c_{33}k_z^2 + \bar{c}_{44}k_y^2 - \rho\omega^2)(c_{22}k_y^2 + \bar{c}_{44}k_z^2 - \rho\omega^2) - (c_{23} + \bar{c}_{44})^2 k_y^2 k_z^2 = 0, \quad (25)$$

$$\bar{c}_{44} = c_{44} \frac{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2},$$

$$c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu, \quad c_{23} = \lambda + \mu, \quad c_{44} = \mu.$$

Пусть по-прежнему $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{u} \in YZ$, но на обеих поверхностях АФМ слоя реализуется следующая система граничных условий:

$$\begin{aligned} \sigma_{zy} &= \bar{\sigma}_{zy} = 0, \quad \sigma_{zz} = \bar{\sigma}_{zz}, \\ u_z &= \bar{u}_z, \quad l_y = 0, \quad z = \pm d. \end{aligned} \quad (26)$$

Это соответствует случаю, когда рассматриваемый магнитный слой имеет границы скольжения с окружающей его средой (1), а спины на обеих поверхностях слоя – полностью закреплены (киттелевские граничные условия [43]). Для $\mathbf{u} \parallel \mathbf{q}$ решение граничной задачи (25)–(26) можно искать в виде:

$$u_z = \sum_{j=1}^3 (A_j c_{jz} + B_j s_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \quad (27)$$

где A_{1-3} , B_{1-3} – константы, подлежащие определению, η_{1-3} – корни характеристического уравнения (25) (полинома третьей степени относительно k_z^2 при условии, что $\eta^2 \equiv -k_z^2$). Расчет показывает, что при выполнении граничных условий (26) для слоя обсуждаемой АФМ среды (2), (24)–(27) в симметричном немагнитном окружении (1) спектр распространяющихся в сагиттальной плоскости YZ вытекающих (или собственных) лэмбовских МУ волн с $\mathbf{u} \perp OX$ факторизуется и при одновременном учете как МУ, так и неоднородного обменного взаимодействий. В этом случае, после исключения с помощью (26) из дальнейшего рассмотрения констант $A_{2,3}$, $B_{2,3}$, структура матрицы перехода по-прежнему может быть представлена как (8)–(10), но теперь с $\tau = 3$. В результате сохранится и структура спектра нормальных магнанных поляронов АФМ слоя (11) и структура соотношений (17)–(23). В частности при $\tilde{Z} = \infty$ получим (12), но теперь вместо (13)

$$D_\nu(\omega, h) \equiv (c_{33}\kappa_\nu^2 + \bar{c}_{44}h^2 - \rho\omega^2)(c_{22}h^2 + \bar{c}_{44}\kappa_\nu^2 - \rho\omega^2) - (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 h^2 \kappa_\nu^2, \quad (28)$$

$$\bar{c}_{44} =$$

$$= c_{44} [\omega_0^2 + c^2(\kappa_\nu^2 + h^2) - \omega^2] [\omega_0^2 + c^2(\kappa_\nu^2 + h^2) + \omega_{me}^2 - \omega^2]^{-1},$$

одновременно сохраняется и структура соотношений (17)–(18). Это означает, что и для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации остаются в силе все выше отмеченные эффекты, относящиеся как к формированию и коллапсу резонанса Фано, так и к эффекту акустического сверхизлучения. С учетом (28) в условиях гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействий по-прежнему сохранится и структура соотношений (14)–(16) для точек коллапса резонанса Фано (а также частот ССК) в спектре распространяющихся вдоль слоя излучательных объемных лэмбовских магнанных поляронов. В частности, соотношения (16), (28) определяют (но теперь с учетом гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействия) точки вырождения спектра лэмбовских объемных МУ волн в АФМ слое с граничными условиями (25), в которых $\bar{u}_z(z = \pm d) = 0$. Совместный анализ (16), (28) показывает, что для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации гибридизация МУ взаимодействия и неоднородного обмена ($\alpha \neq 0$) делает возможной реализацию новых механизмов формирования ССК в спектре излучательных объемных магнанных поляронов, распространяющихся вдоль слоя АФМ (24), (26). Например, в спектре распространяющихся вдоль АФМ слоя объемных магнанных по-

ляронов лэмбовского типа возникают точки формирования эффекта коллапса резонанса Фано (а также ССК), которые являются результатом вырождения спектров объемных обменных спиновых и лэмбовских упругих волн, распространяющихся вдоль АФМ слоя. При снятии вырождения в окрестности этих дополнительных точек ССК для объемных МУ волн, распространяющихся вдоль рассматриваемого АФМ слоя, реализуются условия магнитоакустического резонанса [43]. Кроме того, анализ (16), (28) показывает, что уже для субволнового АФМ слоя (т.е. при $\omega < s_t\pi/(2d)$) на плоскости внешних параметров “ $\omega-h$ ” становится также возможным и формирование в спектре лэмбовских МУ волн точек ССК другого типа (которые сохраняются при формальном переходе в (16), (28) к пределу $s_t \rightarrow \infty$). Они являются следствием вырождения спектров распространяющихся вдоль АФМ слоя эластостатических “лэмбовских” и обменных объемных спиновых волн. Для этого типа точек, отвечающих ССК, в случае антикроссинга в окрестности (16), (28) вдоль рассматриваемого АФМ слоя будут распространяться “лэмбовские” эласто-обменные спиновые волны (так как в субволновом магнитном слое реализуется эласто-обменный неоднородный спин-спиновый резонанс [24]).

Для рассматриваемой модели магнитной гетероструктуры с $\mathbf{l} \parallel OZ$ все сказанное выше остается в силе и в случае когда одновременно $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{q} \parallel OY$, если во всех приведенных соотношениях сделать замену $y \longleftrightarrow z$. До сих пор при расчетах предполагалось, что МУ и упругие свойства АФМ среды (2), формирующей слой – изотропны. Однако необходимо отметить, что полученные в данной работе результаты и выводы на их основе оказываются достаточно устойчивыми к наличию у рассматриваемой АФМ среды, формирующей слой, анизотропии МУ и упругих свойств. В частности, расчет показывает, что в (5), (13), (25), (28) можно пренебречь связью между компонентами тензора упругих модулей и коэффициентами Ламэ, возникающей в предположении упругой изотропии магнитной среды. В этом случае все найденные выше соотношения, как и выводы на их основе, остаются в силе в целом ряде структур тензоров констант упругих модулей и МУ коэффициентов [44]. Для этого необходимо, чтобы: 1) для выбранной магнитоакустической конфигурации в неограниченной АФМ среде с анизотропными МУ и упругими свойствами по-прежнему было возможно независимое распространение магнотонных поляронов с вектором $\mathbf{u}$, как лежащим в плоскости падения (волны “лэмбовского” типа), так и ортогональным к ней (волны SH -типа); 2) на обеих поверхностях рассмат-

риваемого уединенного АФМ слоя с $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}$ в среде (1) выполнялись граничные условия (4), а для системы одинаковых акустически связанных АФМ слоев в среде (1) – межслоевые граничные условия (20).

Следует также подчеркнуть, что для исследуемой магнитоакустической конфигурации и выбранных граничных условий характер сделанных выше выводов принципиально не изменяется и в том случае, если в рассматриваемой модели слоистой структуры немагнитная среда 1 представляет собой упруго изотропный диэлектрик, плотность энергии которого имеет вид ($\tilde{\lambda}$, $\tilde{\mu}$ – коэффициенты Ламэ, u_{ik} – тензор упругих деформаций) [11]:

$$F = \frac{\tilde{\lambda}}{2} \tilde{u}_{ii}^2 + \tilde{\mu} \tilde{u}_{ik}^2. \quad (29)$$

В результате, если по-прежнему $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{u} \in YZ$, то рассматриваемые лэмбовские магнитные поляроны, распространяющиеся вдоль слоя АФМ среды (24), (26), теперь могут сопровождаться излучением в немагнитную среду (29) не только продольной (при $\tilde{k}_l^2 \equiv \tilde{\rho}\omega^2/(\tilde{\lambda} + 2\tilde{\mu}) - h^2 > 0$, волна P -типа), но и поперечной вертикальной поляризованной волны (при $\tilde{k}_t^2 \equiv \tilde{\rho}\omega^2/\tilde{\mu} - h^2 > 0$, волна SV -типа). Как следствие, становится возможным частичное прохождение через слой АФМ среды (24), (26) падающей извне плоской объемной волны как P -, так и SV -типа и возбуждение распространяющегося лэмбовского магнотонного полярона. В частности, для падающей извне на поверхность АФМ слоя плоской упругой волны P -типа величина относительной амплитуды волны P -типа, прошедшей через слой ($W_{ll}(\omega, h)$), может быть представлена как:

$$W_{ll} = \frac{(1 + A_l/B_l)}{T_{11} + T_{22} - i\tilde{Z}_l T_{12} + iT_{21}/\tilde{Z}_l}; \quad \tilde{Z}_l \equiv \frac{B_l}{\tilde{k}_l \left[1 - \frac{2\tilde{\mu}h^2}{p}\right]}, \quad (30)$$

$$p \equiv 2\tilde{\mu} \left[h^2 - \frac{\tilde{\rho}\omega^2}{2\tilde{\mu}} \right], \quad A_l \equiv \left[p - \frac{4(\tilde{\mu}h)^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t}{p} \right],$$

$$B_l \equiv \left[p + \frac{4(\tilde{\mu}h)^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t}{p} \right].$$

Что же касается относительной величины амплитуды плоской объемной SV -волны, возбуждаемой в среде (29) после прохождения АФМ слоя падающей на его поверхность плоской объемной волной P -типа (W_{lt}), то с учетом (30) она определяется как $W_{lt} = -2\tilde{\mu}h\tilde{k}_l W_{ll}/p$. В пределе $\tilde{\mu} \rightarrow 0$ соотношение для W_{ll} (30) совпадает с соответствующим соотношением в (17).

Если же извне на поверхность слоя АФМ среды (24), (26) из немагнитной среды (29) падает плоская

объемная упругая волна SV -типа (волны с $\tilde{\mathbf{u}} \parallel \tilde{\mathbf{k}} \in \in YZ$), то величины относительных амплитуд для волны SV -типа, прошедшей через слой $W_{tt}(\omega, h)$, могут быть представлены в виде:

$$W_{tt} = \frac{(1 - A_t/B_t)}{T_{11} + T_{22} - iT_{12}\tilde{Z} + iT_{21}/\tilde{Z}}; \quad \tilde{Z} = \frac{B_t h \tilde{\mu}}{\tilde{\rho} \omega^2},$$

$$A_t \equiv \left(\frac{2\tilde{\mu}}{h\tilde{k}_l} \right) \left[\left(\frac{\tilde{\rho} \omega^2}{2\tilde{\mu}} - h^2 \right)^2 - h^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t \right], \quad (31)$$

$$B_t \equiv \left(\frac{2\tilde{\mu}}{h\tilde{k}_l} \right) \left[\left(\frac{\tilde{\rho} \omega^2}{2\tilde{\mu}} - h^2 \right)^2 + h^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t \right].$$

При этом относительная величина амплитуды плоской объемной P -волны, возбуждаемой после прохождения АФМ слоя падающей на его поверхность плоской объемной волной SV -типа (W_{tl}), с учетом (31), определяется как $W_{tl} = -(\tilde{k}_t^2 - h^2)W_{tt}/2h\tilde{k}_l$.

Поскольку, как показывает расчет, и в этом случае структура матрицы перехода может быть описана соотношениями, подобными (8), (11), то указанные выше эффекты для спектра несобственных магнанных полярнов, остаются в силе и при наличии у немагнитной среды (29), окружающей магнитный слой, ненулевого модуля сдвига. В частности, это касается магнитоакустических механизмов формирования и коллапса резонанса Фано, реализации ССК и суперрезонансных состояний. Однако в немагнитной среде (29) эти эффекты возможны при падении извне на АФМ слой с границами скольжения плоской объемной не только продольной, но и поперечной вертикально поляризованной упругой волны.

Отметим также, что теперь из-за наличия модуля сдвига в немагнитной матрице (29), из (23) следует, что если на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная P -волна, то с учетом (30) в окрестности $|W_{tl}| = 0$ на выходе из слоя имеет место резкое возрастание углового эффекта Шюха для квазиплоской как продольной, так и поперечной SV -типа упругой волны. Согласно (31), аналогичный эффект также возможен, если на рассматриваемый АФМ слой падает извне квазиплоская объемная волна SV -типа при условии, что ее частота и угол наклона таковы, что $|W_{tt}| = 0$. Что же касается условий резкого возрастания углового эффекта Шюха для квазиплоской как продольной, так и поперечной (SV -типа) упругой волны, отраженной от поверхности АФМ слоя, то, как следует из (23), (30), такой эффект возможен в окрестности $|W_{tl}| = 1$, если на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная P -волна. Если же на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная волна

SV -типа, то согласно (23), (31), аналогичный эффект возможен в окрестности $|W_{tt}| = 1$.

К сожалению, на настоящий момент времени авторам неизвестен АФМ кристалл, для которого с учетом его конечных размеров выяснен полный набор значений физических величин, необходимых для численного определения оценки возможности наблюдения предсказываемых в данной работе эффектов. В связи с этим ограничимся оценками по порядку величины. Поскольку речь идет о низкотемпературных АФМ ($T_N < T_D$) для которого согласно [21] $c < s_t$, то МУ динамику магнанных полярнов такого АФМ можно рассматривать в эластостатическом пределе, если толщина магнитного слоя удовлетворяет условию $d < s_t \pi / \omega_{me}$, что для $s_t \approx 10^5$ см/с и $\omega_{me} \approx 10^9$ Гц дает $d < 10^{-4}$ см. При этом для распространяющегося вдоль слоя лэмбовского магннного полярона диссипативный фон за счет собственных процессов релаксации должен быть существенно ниже, чем уровень радиационных потерь на излучение упругих волн в немагнитную среду, акустически связанную (26) со слоем.

Таким образом, проведенный в данной работе в бездиссипативном приближении расчет показал, что если на каждой границе раздела магнитной и немагнитной сред выполнены условия скольжения, то уже для акустически субволнового магнитного слоя в немагнитной матрице косвенный спин-спиновый обмен через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения (лэмбовских фононов), может приводить к формированию связанных безобменных состояний “лэмбовских” магннных полярнов в спектре излучательных магнитоакустических мод. При таких сочетаниях частоты и продольного волнового числа для плоской продольной упругой волны, падающей извне на магнитный слой, одновременно обращаются в ноль как числитель, так знаменатель амплитудных коэффициентов и прохождения, и отражения (коллапс акустомагнитного резонанса Фано). В окрестности указанных точек, в рамках рассматриваемой бездиссипативной модели, ширина линии связанной с радиационным затуханием соответствующей вытекающей волны может быть сколь угодно малой (т.е., подобно [27], такие лэмбовские магннные полярны можно охарактеризовать как “суперрезонансные”). В случае ограниченных низкотемпературных антиферромагнетиков гибридизация фононного и неоднородного обменного механизмов спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию дополнительных связанных магннопольронных состояний в континууме излучательных фононных мод. Определены

условия, при которых спектр излучательных магнанных поляронов конечной акустически связанной системы идентичных магнитных слоев с границами скольжения может дополнительно характеризоваться формированием не только серии “темных” состояний безобменных “лэмбовских” магнанных поляронов, но и эффектом акустического сверхизлучения “светлым” “лэмбовским” магнанным поляроном продольной объемной упругой волны. Показано, что если падающая извне на магнитный слой объемная упругая волна P - или SV -типа является квазиплоской, то становится возможным и резкое усиление углового эффекта Шоха как для отраженной, так и для прошедшей через слой продольной или поперечной вертикально поляризованной упругой волны (независимо от P - или SV -поляризации падающей на слой волны).

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, *Adv. Mater.* **30**, 1706348 (2018).
2. P. Liu, X. Chen, W. Xu, and Y. Pei, *J. Appl. Phys.* **127**, 185104 (2020).
3. S. M. Rezende, *Fundamentals of Magnonics (Lecture Notes in Physics)*, Springer Nature Switzerland, Cham (2020).
4. *Spintronics Handbook*, second edition: *Spin Transport and Magnetism*, Three Volume Set ed. by E. Y. Tsymlal and I. Žutić, CRC Press, Boca-Raton FL. (2019).
5. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, L.-L. Prejbeanu, B. Dieny, P. Pirro, and B. Hillebrands, *JMMM* **509**, 166711 (2020).
6. D. Lachance-Quirion, Y. Tabuchi, A. Gloppe, K. Usami, and Y. Nakamura, *Appl. Phys. Express* **12**, 070101 (2019).
7. Y. Li, W. Zhang, V. Tyberkevych, W.-K. Kwok, A. Hoffmann, and V. Novosad, *J. Appl. Phys.* **128**, 130902 (2020).
8. М. Строшино, М. Дутта, *Фононы в наноструктурах*, Физматлит, М. (2006).
9. D. A. Bozhko, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, and A. A. Serga, *ФНТ* **46**, 462 (2020).
10. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов, *УФН* **188**, 1288 (2018).
11. X. Zhang, C.-L. Zou, L. Jiang, and H. X. Tang, *Sci. Adv.* **2**, e1501286 (2016).
12. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 102402 (2020).
13. C. H. Back, G. E. W. Bauer, and B. L. Zink, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 230301 (2019).
14. C. Berk, M. Jaris, W. Yang, S. Dhuey, S. Cabrini, and H. Schmidt, *Nat. Commun.* **10**, 2652 (2019).
15. H. Hayashi and K. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 237202 (2018).
16. J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Nature Phys.* **14**, 500 (2018).
17. A. Ruckriegel and R. A. Duine, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 117201 (2020).
18. А. Н. Кузмичев, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 749 (2020).
19. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
20. A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, and M. Viret, *Phys. Rep.* **885**, 1 (2020).
21. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *УФН* **155**, 593 (1988).
22. K. Shen and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 197201 (2015).
23. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
24. Ю. В. Гуляев, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *УФН* **181**, 595 (2011).
25. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16048 (2016).
26. A. V. Kavokin and G. Malpuech, *Cavity polariton*, Academic Press, Cambridge (2003).
27. М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, *УФН* **189**, 881 (2019).
28. О. С. Сухорукова, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 458 (2020).
29. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *ФНТ* **46**, 976 (2020).
30. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 345 (2020).
31. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, М. (1988).
32. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
33. М. А. Исакович, *Общая акустика*, Наука, М. (1973).
34. В. И. Альшиц, А. Л. Шувалов, *ЖЭТФ* **103**, 1356 (1993).
35. T. Tamir and A. A. Oliner, *Proc. Inst. Electr. Eng.* **110**, 310 (1963).
36. А. Л. Сукстанский, С. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **105**, 928 (1994).
37. В. Т. Гринченко, В. В. Мелешко, *Гармонические колебания и волны в упругих телах*, Наукова думка, Киев (1981).
38. М. В. Рыбин, И. С. Синев, К. Б. Самусев, М. Ф. Лимонов, *ФТТ* **56**, 560 (2014).
39. Ч. С. Ким, А. М. Сатанин, Ю. С. Джое, Р. М. Косби, *ЖЭТФ* **116**, 263 (1999).

-
40. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, ФТТ **55**, 833 (2013).
41. C. W. Hsue and T. Tamir, J. Opt. Soc. Am. A **2**, 978 (1985).
42. C.-F. Li, Phys. Rev. Lett. **91**, 133903 (2003).
43. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
44. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, Мир, М. (1975).

Керровские нелинейности в оптомеханической системе с несимметричным ангармоническим механическим резонатором

А. П. Сайко⁺¹⁾, Г. Г. Федорук*, С. А. Маркевич⁺

ГО “НПЦ НАН Беларуси по материаловедению”, 220072 Минск, Беларусь

*Institute of Physics, University of Szczecin, 70-451 Szczecin, Poland

Поступила в редакцию 17 декабря 2020 г.

После переработки 3 марта 2021 г.

Принята к публикации 9 марта 2021 г.

В рамках несекулярной теории возмущений, основанной на методе усреднения Боголюбова, исследуется оптомеханическая система с несимметричным ангармоническим механическим резонатором. Построенный эффективный гамильтониан содержит кросс-керровское взаимодействие и керровское самодействие фотонов и вибрационных квантов. Эти взаимодействия вызваны как кубической, так и четвертой нелинейностями колебаний механического резонатора, и оптомеханической связью, линейной по механическим смещениям. Продемонстрировано бистабильное поведение среднего числа вибрационных квантов, которое управляется кросс-керровским взаимодействием. Показано, что в отсутствие возбуждения и диссипации построенные суперпозиционные состояния типа Юрке–Столера оптического (или механического) резонатора в определенные моменты времени распутывают запутанные моды системы. Полученные результаты открывают новые возможности управления оптомеханическими системами с несимметричными механическими колебаниями.

DOI: 10.31857/S1234567821070107

Оптомеханические системы дают возможность управления светом с помощью механического движения и наоборот. Связь между светом и колебаниями механического резонатора обычно достигается посредством давления света. Эта связь приводит к изменению резонансной частоты механического резонатора и его затухания, что может использоваться для охлаждения механических колебаний [1–3] или их усиления [4]. Нелинейность оптомеханического взаимодействия позволяет реализовать квантовые сжатые состояния [5]. Такие состояния могут быть созданы только в режиме сильной связи [6], когда константа связи больше скоростей затухания оптического и механического резонаторов. При сильном оптическом управляющем поле можно реализовать режим многофотонной сильной связи и большинство наблюдаемых физических явлений объясняются в рамках линейного описания [6]. В этом случае были исследованы неклассические состояния [7, 8], квантовая запутанность [9–11], передача квантового состояния [12–14], оптомеханически индуцированная прозрачность [15–17] и расщепление нормальных мод [18, 19]. Оптомеханическое взаимодействие по своей сути нелинейно [6]. В экспериментах эта нелиней-

ность до сих пор играла роль только в классическом режиме световых и механических колебаний большой амплитуды.

Взаимодействие оптического и механического резонаторов может быть усилено, например, за счет нелинейности, связанной с эффектом Джозефсона [20]. Эта нелинейность приводит к дополнительному нелинейному взаимодействию, а именно, к кросс-керровской связи между оптическим и механическим резонаторами. Взаимодействия более высокого порядка по смещениям были исследованы также в устройствах со специальной геометрией механического резонатора [21–23]. Кросс-керровская связь вызывает изменение показателя преломления оптического резонатора, зависящее от количества квантов механических колебаний, тогда как связь посредством давления излучения вызывает эффект Керра, зависящий от смещения механического резонатора. В нелинейной оптике [24] эффект Керра обычно возникает в нелинейных диспергирующих средах из-за третьего порядка взаимодействия света с веществом. Было показано [25], что нелинейный гамильтониан Керра может быть записан в явном виде с использованием приближения Борна–Оппенгеймера для стандартного гамильтониана оптомеханической системы (в системе отсчета, вращающейся с частотой

¹⁾e-mail: saiko@physics.by

управляющего поля). Тот же результат был получен при использовании поляроноподобного преобразования [26, 27].

Механические резонаторы оптомеханических систем обычно моделируются гармоническими осцилляторами или, реже, нелинейными осцилляторами Дуффинга с нелинейностью четвертого порядка, которая обычно слаба. Однако нелинейность механических резонаторов может быть значительно увеличена за счет технологических усовершенствований используемых материалов, геометрии системы и дополнительных приспособлений [28–30]. Для механических резонаторов роль асимметричных потенциалов, которые не инвариантны относительно изменения знака смещения, менее изучена. Мы имеем в виду осцилляторы с потенциалами, включающими линейный и кубический члены по смещению. Оптомеханические системы, в которых механический резонатор моделируется ангармоническим осциллятором с вынуждающими членами, зависящими от кулоновского взаимодействия, были рассмотрены в [31–33]. В рамках этой модели была изучена возможность прецизионного измерения электрического заряда с использованием оптомеханической индуцированной прозрачности [31], зависящий от кулоновского взаимодействия эффект генерации боковых полос высокого порядка [32], а также индуцированная кулоновской силой прозрачность и преобразование между медленным и быстрым светом [33]. Недавно была рассмотрена электромагнитная индуцированная прозрачность при наличии подвижного зеркала в кубическом потенциале [34]. Был проанализирован стационарный механический сквизинг благодаря дуффинговской и кубической нелинейностям [35]. В [36] изучались также дуффинговский и кубический ангармонизмы квантовых осцилляторов в оптомеханическом резонаторе.

В данной работе в рамках несекулярной теории возмущений, основанной на методе усреднения Боголюбова, исследуется оптомеханическая система с несимметричным ангармоническим механическим резонатором. Из-за усреднения ангармонические механические колебания, кубические и квартетные по смещениям, вместе с линейным по смещениям взаимодействием оптического и механического резонаторов приводят к керровской и кросс-керровской нелинейностям, которые являются определяющими особенностями оптомеханической системы.

Физические свойства типичной оптомеханической системы можно описать в рамках следующего гамильтониана [6]:

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

$$H_0 = \omega_c a^\dagger a + \Omega b^\dagger b, \quad V = -ga^\dagger a(b^\dagger + b),$$

где ω_c – частота оптического резонатора, Ω – механическая частота, g – константа оптомеханической связи, а a (b) – оператор аннигиляции фотона (вибрационного кванта) (полагаем постоянную Планка $\hbar = 1$). Колебания механического резонатора в потенциале с малыми членами кубической и четвертой степени по смещениям учитываются формулой

$$V_{anh} = \frac{1}{6}v(b + b^\dagger)^3 + \frac{1}{6}w(b + b^\dagger)^4, \quad (2)$$

где $v = v^0(1/2m\Omega)^{3/2}$, $w = w^0(1/2m\Omega)^2$, m – масса механического резонатора, v^0 и w^0 – параметры, описывающие величины кубической и квартетной нелинейностей соответственно. Эти нелинейности могут быть реализованы за счет особой конструкции механического резонатора. Например, механический резонатор в [31–33] моделируется осциллятором с нелинейными членами, зависящими от кулоновского взаимодействия. В представлении взаимодействия нелинейные члены имеют вид

$$e^{iH_0 t}(V + V_{anh})e^{-iH_0 t} = -ga^\dagger a(b^\dagger e^{i\Omega t} + \text{H.c.}) + \frac{1}{6}v(b^\dagger e^{i\Omega t} + \text{H.c.})^3 + \frac{1}{6}w(b^\dagger e^{i\Omega t} + \text{H.c.})^4 \equiv H_{\text{int}}(t). \quad (3)$$

Поскольку для реальных оптомеханических систем неравенства $\Omega \gg g, v, w$ хорошо выполняются, мы можем использовать несекулярную теорию возмущений для усреднения быстрых колебаний $e^{\pm i\Omega t}$ (где $n = 1, 2, 3, 4$) в нестационарном гамильтониане взаимодействия (3) и получить приближенно диагональный (или диагональный), не зависящий от времени эффективный гамильтониан. В каноническом виде это можно реализовать с помощью метода усреднения Боголюбова [37–39]. Усредняя до второго порядка по малым параметрам g/Ω , v/Ω , w/Ω , получаем

$$H_{\text{int}} \rightarrow H_{\text{int}}^{\text{eff}} = H_{\text{int},1}^{\text{eff}} + H_{\text{int},2}^{\text{eff}},$$

где

$$H_{\text{int},1}^{\text{eff}} = \langle H_{\text{int}}(t) \rangle, \quad H_{\text{int},2}^{\text{eff}} = \frac{i}{2} \langle [\int^t d\tau (H_{\text{int}}(\tau) - \langle H_{\text{int}}(\tau) \rangle), H_{\text{int}}(t)] \rangle. \quad (4)$$

Здесь символ $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по времени по быстрым колебаниям типа $e^{\pm i\Omega t}$, задаваемым $\langle O(t) \rangle = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} O(t) dt$, верхний предел t неопределенного интеграла указывает переменную, от которой зависит результат интегрирования, а квадратные скобки обозначают операцию коммутации.

Расчеты, основанные на формуле (4), дают:

$$H_{\text{int},1}^{\text{eff}} = w(b^\dagger b + b^\dagger b b^\dagger b),$$

$$H_{\text{int},2}^{\text{eff}} = \frac{gv}{\Omega} a^\dagger a - \frac{5v^2}{6\Omega} b^\dagger b - \frac{g^2}{\Omega} a^\dagger a a^\dagger a + \frac{2gv}{\Omega} a^\dagger a b^\dagger b - \frac{5v^2}{6\Omega} b^\dagger b b^\dagger b. \quad (5)$$

Вкладами, пропорциональными $(w/\Omega)^2$, vw/Ω^2 и gw/Ω^2 , мы пренебрегли.

Введем также вынуждающие члены для оптического резонатора $H_{d,a} = i\varepsilon(a^\dagger e^{-i\omega_d t} - \text{H.c.})$ и для механического резонатора $H_{d,b} = i\eta(b^\dagger e^{-i\Omega_d t} - \text{H.c.})$, где ε и η – амплитуды фотонного и вибрационного управляющих полей. Используя операторы эволюции $U_a = e^{i\omega_d a^\dagger a t}$ и $U_b = e^{i\Omega_d b^\dagger b t}$, эффективный гамильтониан во вращающейся системе отсчета можно записать как

$$H^{\text{eff}} = H_0^{\text{eff}} + H_1^{\text{eff}} + H_d, \quad (6)$$

$$H_0^{\text{eff}} = \tilde{\omega}_c a^\dagger a + \tilde{\Omega} b^\dagger b,$$

$$H_1^{\text{eff}} = -\chi_a a^\dagger a a^\dagger a + \chi_{ab} a^\dagger a b^\dagger b - \chi_b b^\dagger b b^\dagger b,$$

$$H_d = i\varepsilon(a^\dagger - a) + i\eta(b^\dagger - b),$$

где $\Delta = \omega_c - \omega_d$, $\delta = \Omega - \Omega_d$, $\tilde{\omega}_c = \Delta + gv/\Omega$, $\tilde{\Omega} = \delta - 5v^2/6\Omega + w$, $\chi_a = g^2/\Omega$, $\chi_b = 5v^2/6\Omega - w$, $\chi_{ab} = 2gv/\Omega$.

Гамильтониан H_0^{eff} представляет во вращающейся системе отсчета оптический и механический резонаторы с перенормированными частотами из-за ангармоничностей кубической и четвертой степени. Первый член в H_1^{eff} описывает керровское взаимодействие фотонов в оптическом резонаторе; второй член представляет собой кросс-керровское взаимодействие фотонов и вибрационных квантов, индуцированное интерференционным вкладом кубической нелинейности колебаний механического резонатора и линейного по механическим смещениям взаимодействия оптического и механического резонаторов; третий член описывает керровское механическое самодействие механического резонатора. Следовательно, обратное действие линейных колебаний механического резонатора в оптическом резонаторе приводит к эффекту Керра для оптического поля $\chi_a a^\dagger a a^\dagger a$, где χ_a – сдвиг керровской частоты на фотон. В то же время даже слабая асимметричная ангармоничность вызывает кросс-керровский эффект оптического и механического резонаторов $\chi_{ab} a^\dagger a b^\dagger b$, где χ_{ab} – кросс-керровский сдвиг частоты на один фотон или вибрационный квант. Частотные сдвиги из-за индуцированного кросс-керровского эффекта зависят от количества фотонов в оптическом резонаторе и вибрационных квантов в механическом резонаторе.

Принимая во внимание и диссипацию, управляющее квантовое уравнение для матрицы плотности ρ всей системы примет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H^{\text{eff}}, \rho] + L_c \rho + L_m \rho. \quad (7)$$

Некогерентная связь системы с окружающей средой моделируется [40] диссипаторами Линдблада:

$$L_c \rho = \frac{\kappa}{2} (2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a),$$

$$L_m \rho = \frac{\gamma}{2} (\bar{N} + 1) (2b\rho b^\dagger - b^\dagger b \rho - \rho b^\dagger b) + \frac{\gamma}{2} \bar{N} (2b^\dagger \rho b - b b^\dagger \rho - \rho b b^\dagger). \quad (8)$$

Фотон, попавший в резонатор, диссипируется со скоростью κ либо за счет прохождения, либо из-за абсорбционных потерь внутри резонатора. Затухание механической энергии характеризуется скоростью γ . Мы предполагаем здесь наличие резервуара с нулевой температурой для оптического резонатора и среднее тепловое число заполнения $\bar{N} = [\exp(\Omega/k_B T) - 1]^{-1}$ резервуара механического резонатора на частоте Ω . Используя уравнения (6)–(8), уравнения движения для средних значений динамических переменных в системе отсчета, вращающейся с частотой управляющего поля, можно записать как

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a \rangle}{dt} &= -i(\tilde{\omega}_c - \chi_a) \langle a \rangle - \frac{\kappa}{2} \langle a \rangle + i2\chi_a \langle a^\dagger a a \rangle - i\chi_{ab} \langle a b^\dagger b \rangle + \varepsilon, \\ \frac{d\langle b \rangle}{dt} &= -i(\tilde{\Omega} - \chi_b) \langle b \rangle - \frac{\gamma}{2} \langle b \rangle + i2\chi_b \langle b^\dagger b b \rangle - i\chi_{ab} \langle a^\dagger a b \rangle + \eta. \end{aligned} \quad (9)$$

В качестве примера рассмотрим полуклассическое приближение $\langle a \rangle = \alpha$, $\langle a^\dagger a a \rangle = |\alpha|^2 \alpha$, $\langle b \rangle = \beta$, $\langle b^\dagger b b \rangle = \beta |\beta|^2$, $\langle a b^\dagger b \rangle = \alpha |\beta|^2$. В стационарном состоянии имеем следующую самосогласованную систему уравнений для определения среднего числа фотонов $\bar{n}_a = |\alpha|^2$ в оптическом резонаторе и среднего числа вибрационных квантов $\bar{n}_b = |\beta|^2$ в механическом резонаторе как функции мощности фотонного и вибрационного управляющих полей, отстроек δ и Δ , а также керровских и кросс-керровского параметров:

$$\left[\frac{\gamma^2}{4} + (\tilde{\Omega} - \chi_b - 2\chi_b \bar{n}_b + \chi_{ab} \bar{n}_a)^2 \right] \bar{n}_b = \eta^2, \quad (10)$$

$$\left[\frac{\kappa^2}{4} + (\tilde{\omega}_c - \chi_a - 2\chi_a \bar{n}_a + \chi_{ab} \bar{n}_b)^2 \right] \bar{n}_a = \varepsilon^2. \quad (11)$$

Проанализируем решения уравнений (10), (11) для параметров, которые могут быть реализованы, например, в устройстве с оптомеханической связью между многослойным графеновым механиче-

ским резонатором и сверхпроводящим микроволновым резонатором [41]. Среднее число $\bar{n}_b$ вибрационных квантов в механическом резонаторе в зависимости от амплитуды возбуждающего вибрационного поля и кросс-керровского параметра представлено на рис. 1b. Кросс-керровский параметр χ_{ab} может

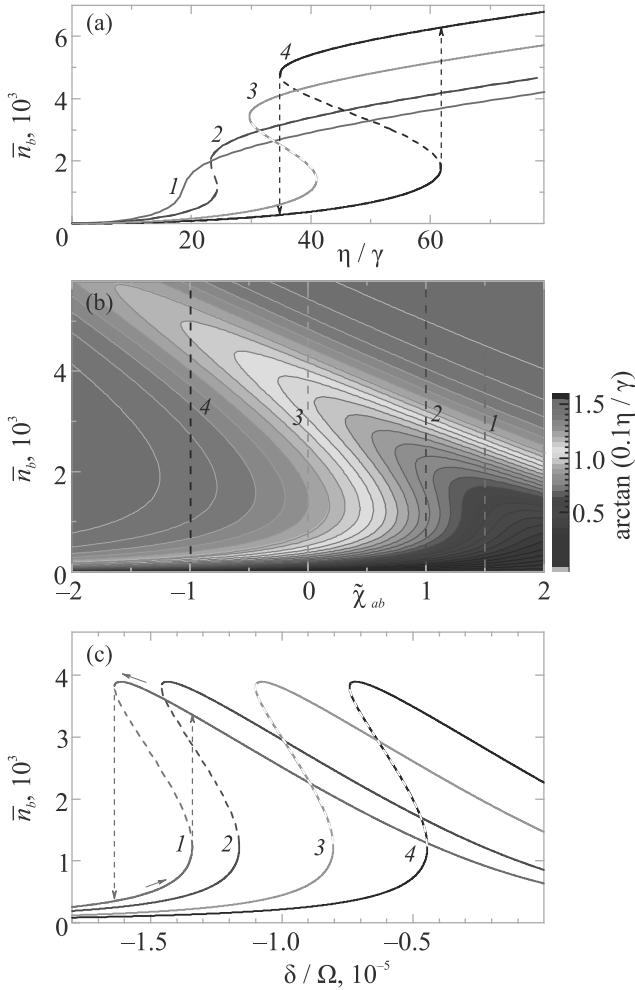


Рис. 1. (Цветной онлайн) Среднее число $\bar{n}_b$ вибрационных квантов в механическом резонаторе. (a) – $\bar{n}_b$ в зависимости от нормированной амплитуды η/γ возбуждающего вибрационного поля для четырех значений нормированного кросс-керровского параметра $\tilde{\chi}_{ab} = \chi_{ab}/4.59 \cdot 10^{-8}$: 1 – 1.5; 2 – 1; 3 – 0; 4 – –1. Параметры имеют следующие значения: $\Omega/2\pi = 36.2$ МГц, $g/2\pi = 0.83$ Гц, $\kappa/2\pi = 242$ кГц, $\gamma/2\pi = 228$ Гц, $v/2\pi = 1.0$ Гц, $w/2\pi = 0.05$ Гц, $\Delta = 1 \cdot 10^{-2}\Omega$, $\delta = -1 \cdot 10^{-5}\Omega$, $\varepsilon/\kappa = 8.39 \cdot 10^4$ и $\bar{n}_a = 2.83 \cdot 10^9$. (b) – $\bar{n}_b$ в зависимости от η/γ и $\tilde{\chi}_{ab}$. Вертикальные линии показывают значения $\tilde{\chi}_{ab}$, представленные на (a) и (c). (c) – $\bar{n}_b$ как функция отстройки δ механического возбуждения от частоты механического резонатора при $\eta/\gamma = 31.22$. Остальные параметры в (b) и (c) такие же, как в (a)

быть положительным или отрицательным в зависимости от знака параметра кубической ангармоничности. Вертикальные линии 1–4 на рис. 1b показывают разрезы при значениях χ_{ab} , для которых получены зависимости $\bar{n}_b$ от нормированной амплитуды η/γ возбуждающего вибрационного поля (рис. 1a). Чтобы проиллюстрировать гистерезис, стрелки показывают скачки $\bar{n}_b$, когда возбуждающее поле увеличивается или уменьшается. Видно, что диапазон амплитуд возбуждающего вибрационного поля, для которого может существовать бистабильное поведение $\bar{n}_b$, больше при отрицательном кросс-керровском параметре, чем при положительном (рис. 1a). Более того, увеличение положительного кросс-керровского параметра χ_{ab} приводит к кроссоверу от бистабильного к монотонному (линия 1 на рис. 1a) поведению. Зависимость $\bar{n}_b$ от отстройки δ частоты механического возбуждения от частоты механического резонатора также обнаруживает бистабильность (рис. 1c). Увеличение положительного кросс-керровского параметра уменьшает область бистабильности. Полученные гистерезисные зависимости $\bar{n}_b(\eta)$ аналогичны таковым для осциллятора Дуффинга. Однако есть важная отличительная особенность, а именно наличие кросс-керровского вклада $\chi_{ab}\bar{n}_a(\varepsilon)$, который является бистабильным из-за бистабильного поведения $\bar{n}_a(\varepsilon)$. Таким образом, зависимость $\bar{n}_b(\eta)$ определяется не только силой возбуждающего фотонного поля ε . Она также сильно зависит от того, стабильная или метастабильная ветвь $\bar{n}_a(\varepsilon)$ реализуется. В частности, в расчетах, представленных на рис. 1, была выбрана стабильная ветвь $\bar{n}_a(\varepsilon)$.

Рассмотрим эволюцию системы при отсутствии управляющих членов в гамильтониане (6) ($\varepsilon, \eta = 0$) и диссипации в уравнении (8) ($\gamma, \kappa = 0$). В этом случае эффективный гамильтониан диагонален. Это означает, что нет обмена квантами между оптическим и механическим резонаторами. Из уравнения (6) видно, что $[H_0^{\text{eff}}, H_1^{\text{eff}}] = 0$, поэтому в представлении взаимодействия получаем: $H^{\text{eff}} \rightarrow e^{iH_0^{\text{eff}}t} H_1^{\text{eff}} e^{-iH_0^{\text{eff}}t} = H_1^{\text{eff}}$. Когда мода оптического резонатора изначально находится в вакуумном состоянии, а вибрационная мода – в когерентном состоянии $|\beta\rangle$, то два члена в H_1^{eff} , содержащие $a^\dagger a$ и $(a^\dagger a)^2$, не вносят вклада, и эволюция системы определяется керровским членом $-\chi_b(b^\dagger b)^2$. Поэтому волновая функция вибрационной моды механического резонатора представима в виде $\psi_b(t) = e^{i\chi_b(b^\dagger b)^2 t} |\beta\rangle$. Для $t = \pi/2\chi_b$ волновая функция описывает суперпозицию двух когерентных состояний с противофазами: $\psi_b(\pi/2\chi_b) = [e^{i\pi/4}|\beta\rangle + e^{-i\pi/4}|-\beta\rangle]/\sqrt{2}$. В результате начальное когерентное состояние механическо-

го осциллятора по прошествии подходящего времени эволюционирует в состояния, подобные состояниям Юрке–Столера [42]. Очевидно, что в силу симметрии гамильтониана, аналогичный результат получается и в том случае, когда механический осциллятор изначально находится в вакуумном состоянии, а мода оптического резонатора – в когерентном состоянии $|\alpha\rangle$. Следовательно, волновую функцию оптического резонатора можно представить в виде $\psi_a(\pi/2\chi_a) = [e^{i\pi/4}|\alpha\rangle + e^{-i\pi/4}|-\alpha\rangle] / \sqrt{2}$.

Рассмотрим также случай, когда начальное когерентное состояние реализуется как для оптического, так и для механического осцилляторов, т.е. матрицу плотности системы можно записать как $\rho = |\alpha\rangle\langle\alpha| |\beta\rangle\langle\beta|$. Тогда, например, для оптического осциллятора получаем следующее выражение:

$$\rho_a(t) = e^{-|\alpha|^2} \sum_{n,m} \frac{\alpha^n \alpha^{*m}}{\sqrt{n!m!}} e^{i\chi_a(n_a^2 - m_a^2)t} \times \\ \times \exp \left[|\alpha|^2 (e^{-i\chi_{ab}(n_a - m_a)t} - 1) \right] |n_a\rangle\langle m_a|. \quad (12)$$

Видно, что из-за кросс-керровского взаимодействия моды оптического и механического резонаторов перепутаны в процессе эволюции. Однако в момент времени $t = 2\pi/\chi_{ab}$

$$\rho_a(2\pi/\chi_{ab}) = e^{-|\alpha|^2} \sum_{n,m} \frac{\alpha^n \alpha^{*m}}{\sqrt{n!m!}} \times \\ \times \exp \left[i2\pi \frac{\chi_a}{\chi_{ab}} (n_a^2 - m_a^2) \right] |n_a\rangle\langle m_a|. \quad (13)$$

Из уравнения (13) следует, что при $\chi_a/\chi_{ab} = 1$ начальное когерентное состояние оптической моды $|\alpha\rangle$ полностью восстанавливается в указанный момент времени. При $\chi_a/\chi_{ab} = 1/2$ состояние преобразуется в $|-\alpha\rangle$. При $\chi_a/\chi_{ab} = 1/4$ реализуется суперпозиционное состояние $[e^{i\pi/4}|\alpha\rangle + e^{-i\pi/4}|-\alpha\rangle] / \sqrt{2}$, и матрица плотности системы может быть записана в виде

$$\rho(2\pi/\chi_{ab}) = \frac{1}{2} [|\alpha\rangle\langle\alpha| + |-\alpha\rangle\langle-\alpha| + \\ + i(|\alpha\rangle\langle-\alpha| - |-\alpha\rangle\langle\alpha|) |\beta\rangle\langle\beta|. \quad (14)$$

Чтобы оценить потерю когерентности суперпозиционных когерентных состояний из-за их взаимодействия с окружающей средой, можно использовать уравнения (8) для диссипаторов микроволнового и механического резонаторов. При малых t ($\kappa t \ll 1$ и $\gamma t \ll 1$) затухание когерентности [43] описывается временами $\tau_a \approx [2\kappa|\alpha|^2]^{-1}$ и $\tau_b \approx [2\gamma(2\bar{N} + 1)|\beta|^2]^{-1}$ для суперпозиционных состояний микроволнового и

механического резонаторов, соответственно. Видно, что времена затухания сильно зависят от параметров смещения α и β , а также температуры окружающей среды через среднее тепловое число заполнения $\bar{N}$. Используя следующие параметры: $\kappa/2\pi = 242$ кГц, $\gamma/2\pi = 228$ Гц, $\Omega/2\pi = 36.2$ МГц, $\omega_c/2\pi = 5.9$ ГГц, $T = 14$ мК [41] и $|\alpha|^2 = |\beta|^2 = 2$, получаем, что $\bar{N} \approx 7.6$, $\tau_a = 1.64 \times 10^{-7}$ с, $\tau_b = 1.08 \cdot 10^{-5}$ с, т.е. $\tau_a^{-1}/\kappa = 4$ и $\tau_b^{-1}/\gamma = 64.5$. Итак, скорость затухания когерентности фотонных суперпозиционных состояний в микроволновом резонаторе в четыре раза больше, чем скорость их диссипации, а для вибрационных квантов скорость затухания когерентности превышает скорость диссипации на два порядка.

Таким образом, мы исследовали оптомеханическую систему с несимметричным ангармоническим механическим резонатором. Когда частоты механических колебаний превышают параметры, характеризующие взаимодействие оптической и механической подсистем и скорости их затухания, а также значения кубической и квартетной ангармоничности, эту систему можно заменить эффективной с помощью метода усреднения Боголюбова. Установлено, что в гамильтониане эффективной системы присутствует керровское взаимодействие фотонов в оптическом резонаторе, а также кросс-керровское взаимодействие фотонов и вибрационных квантов, вызванное колебаниями в асимметричном ангармоническом потенциале механического резонатора. Кроме того, присутствует керровское самодействие механического резонатора. Предсказано бистабильное поведение среднего числа квантов механических колебаний в зависимости от мощности механического возбуждения и его отстройки от частоты резонатора. Это поведение управляется кросс-керровским взаимодействием. Мы также показали, что в отсутствие возбуждения и диссипации построенные суперпозиционные состояния Юрке–Столера для оптического (или механического) резонатора в определенные моменты времени распутывают запутанные моды системы. Наш подход также может быть полезен для изучения гибридной системы, состоящей из квантовой точки и оптического нанорезонатора, связанных посредством механического резонатора [44, 45]. Дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования позволят лучше понять поведение оптомеханических систем с асимметричными механическими колебаниями.

1. F. Marquardt, J. P. Chen, A. A. Clerk, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **99**, 93902 (2007).

2. A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 243905 (2006).
3. J. D. Teufel, J. W. Harlow, C. A. Regal, and K. W. Lehnert, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 197203 (2008).
4. F. Massel, T. T. Heikkilä, J.-M. Pirkkalainen, S. U. Cho, H. Saloniemi, P. J. Hakonen, and M. A. Sillanpää, *Nature* **480**, 351 (2011).
5. A. A. Clerk, F. Marquardt, and K. Jacobs, *New J. Phys.* **10**, 95010 (2008).
6. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1391 (2014).
7. S. Mancini, V. I. Man'ko, and P. Tombesi, *Phys. Rev. A* **55**, 3042 (1997).
8. X.-W. Xu, H. Wang, J. Zhang, and Y.-x. Liu, *Phys. Rev. A* **88**, 63819 (2013).
9. M. Paternostro, D. Vitali, S. Gigan, M. S. Kim, C. Brukner, J. Eisert, and M. Aspelmeyer, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 250401 (2007).
10. D. Vitali, S. Gigan, A. Ferreira, H. R. Böhm, P. Tombesi, A. Guerreiro, V. Vedral, A. Zeilinger, and M. Aspelmeyer, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 30405 (2007).
11. L. Tian, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 233602 (2013).
12. L. Tian, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 153604 (2012).
13. Y.-D. Wang and A. A. Clerk, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 153603 (2012).
14. J. Bochmann, A. Vainsencher, D. D. Awschalom, and A. N. Cleland, *Nat. Phys.* **9**, 712 (2013).
15. G. S. Agarwal and S. Huang, *Phys. Rev. A* **81**, 041803 (2010).
16. H. Jing, Ş. K. Özdemir, Z. Geng, J. Zhang, X.-Y. Lü, B. Peng, L. Yang, and F. Nori, *Sci. Rep.* **5**, 9663 (2015).
17. P.-C. Ma, J.-Q. Zhang, Y. Xiao, M. Feng, and Z.-M. Zhang, *Phys. Rev. A* **90**, 43825 (2014).
18. J. M. Dobrindt, I. Wilson-Rae, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 263602 (2008).
19. S. Huang and G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **80**, 033807 (2009).
20. T. T. Heikkilä, F. Massel, J. Tuorila, R. Khan, and M. A. Sillanpää, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 203603 (2014).
21. M. Bhattacharya and P. Meystre, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 073601 (2007).
22. A. Xuereb and M. Paternostro, *Phys. Rev. A* **87**, 023830 (2013).
23. J. D. Thompson, B. M. Zwickl, A. M. Jayich, F. Marquardt, S. M. Girvin, and J. G. E. Harris, *Nature* **452**, 72 (2008).
24. Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*, Wiley-Interscience, N.Y., Hoboken (2003).
25. Z. R. Gong, H. Ian, Y.-x. Liu, C. P. Sun, and F. Nori, *Phys. Rev. A* **80**, 065801 (2009).
26. P. Rabl, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063601 (2011).
27. A. Nunnenkamp, K. Børkje, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063602 (2011).
28. V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, and H. Seppä, *Journal of Microelectromechanical Systems* **13**, 715 (2004).
29. P. Huang, J. Zhou, L. Zhang, D. Hou, S. Lin, W. Deng, C. Meng, C. Duan, C. Ju, X. Zheng, F. Xue, and J. Du, *Nat. Commun.* **7**, 11517 (2016).
30. K. Jacobs and A. J. Landahl, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 067201 (2009).
31. J.-Q. Zhang, Y. Li, M. Feng, and Y. Xu, *Phys. Rev. A* **86**, 053806 (2012).
32. C. Kong, H. Xiong, and Y. Wu, *Phys. Rev. A* **95**, 033820 (2017).
33. Z. Wu, R.-H. Luo, J.-Q. Zhang, Y.-H. Wang, W. Yang, and M. Feng, *Phys. Rev. A* **96**, 033832 (2017).
34. S. Huang, H. Hao, and A. Chen, *Applied Sciences* **10**, 5719 (2020).
35. X.-Y. Lü, J.-Q. Liao, L. Tian, and F. Nori, *Phys. Rev. A* **91**, 013834 (2015).
36. L. Latmiral, F. Armata, M. G. Genoni, I. Pikovski, and M. S. Kim, *Phys. Rev. A* **93**, 052306 (2016).
37. N. N. Bogoliubov and Y. A. Mitropolsky, *Asymptotic Methods in the Theory of Nonlinear Oscillations*, Gordon and Breach, N.Y. (1961).
38. A. P. Saiko, S. A. Markevich, and R. Fedaruk, *Phys. Rev. A* **93**, 063834 (2016).
39. A. P. Saiko, S. A. Markevich, and R. Fedaruk, *Phys. Rev. A* **98**, 043814 (2018).
40. H. J. Carmichael, *Statistical Methods in Quantum Optics 2: Non-Classical Fields*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008).
41. V. Singh, O. Shevchuk, Y. M. Blanter, and G. A. Steele, *Phys. Rev. B* **93**, 245407 (2016).
42. B. Yurke and D. Stoler, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 13 (1986).
43. H. Saito and H. Hyuga, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 1648 (1996).
44. Z.-L. Xiang, S. Ashhab, J. Q. You, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 623 (2013).
45. J. E. Ramirez-Munõz, J. P. Restrepo Cuartas, and H. Vinck-Posada, *Phys. Lett. A* **382**, 3109 (2018).

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

П И С Ь М А
В
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

том 113

Выпуск 8

25 апреля 2021

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора

Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ru>

Интернет-версия английского издания
<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>

Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьируемой длительности

С. И. Кудряшов⁺¹⁾, П. А. Данилов⁺, М. П. Смаев^{+*}, А. Е. Рупасов⁺, А. С. Золотко⁺, А. А. Ионин⁺,
Р. А. Заколдаев[×]

⁺ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, 125047 Москва, Россия

[×] Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2021 г.

После переработки 15 марта 2021 г.

Принята к публикации 15 марта 2021 г.

Впервые в объеме пластины флюорита получены двулучепреломляющие микроstructures, записанные на фиксированной глубине под действием лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм, варьируемой длительностью 0.3–3.8 пс и энергией импульсов лазерного излучения. Для всех длительностей лазерных импульсов установлены монотонные восходящие зависимости фазового сдвига в микроstructures для ортогональных поляризаций в зависимости от энергии/интенсивности излучения. Предложен механизм формирования двулучепреломляющих микроstructures при отражении лазерных импульсов вблизи фокальной области от объемной околокритической плазмы с формированием перед плазмой вдоль оптической оси стоячей электромагнитной волны, так что данная волна фиксируется в материале в виде массивов наноструктурированных плоскостей (нанорешеток) с ориентацией штрихов локальной модификации материала и его показателя преломления перпендикулярно лазерной поляризации. В рамках данного механизма описывается экспериментально наблюдаемый сублинейный рост фазового сдвига в двулучепреломляющих микроstructures при увеличении энергии/интенсивности лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567821080012

1. Фемтосекундная лазерная запись двулучепреломляющих субволновых нанорешеток в объеме диэлектриков исследуется уже почти два десятилетия [1, 2], обещающая разнообразные интересные применения в области поляризационной макрооптики (см. библиографию в обзорах [3, 4]). Формирование субволновых нанорешеток в плоскости, перпендикулярной оптической оси лазерного излучения, долгое время оставалось необъясненным и только в последние годы стали рассматриваться процессы рассеяния назад падающих ультракоротких лазерных импульсов на кумулятивном многоимпульсном повреждении оптической однородности диэлектриков и интерференции падающего и рассеянного излучения с формированием интерференционной картины [5, 6]. Вместе с тем, само формирование субволновых нанорешеток в результате наномасштабного транспорта химических компонент стекла (преимущественно, кислорода) и соответствующей анизотропной периодической модуляции показателя преломления пока

было продемонстрировано только для силикатных стекол [7], где мобильными компонентами материала под действием лазерного излучения становятся элементы френкелевской пары точечных дефектов “междоузлие-вакансия” кислорода [8].

С другой стороны, в последнее время для различных процессов микро- и наномодификации вещества в объеме диэлектриков стали шире использоваться ультракороткие лазерные импульсы большей – субпикосекундной и пикосекундной длительности [9]. В частности, в работе [9] было показано, что при микромодификации силикатных стекол для фемтосекундных лазерных импульсов формируются более контрастные нанорешетки, однако последующее химическое травление модифицированных областей идет быстрее после аналогичной по энергетике импульсов обработки пикосекундными лазерными импульсами, несмотря на гораздо менее упорядоченную наномасштабную структуру модифицированной области. Наблюдаемый эффект длительности ультракоротких лазерных импульсов на параметры нано- и микромодификации диэлектрика и его ре-

¹⁾ e-mail: kudryashovsi@lebedev.ru

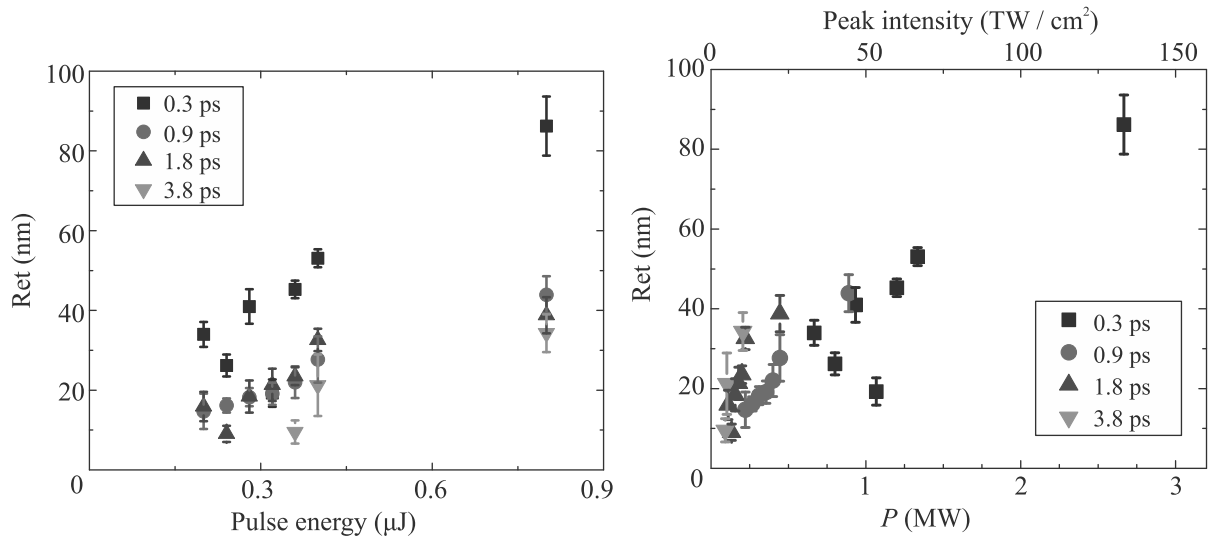


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости фазового сдвига Ret от энергии (a), пиковой мощности и интенсивности (b) лазерных импульсов для микроструктур, записанных при разных длительностях импульсов (обозначения см. на рисунке)

(объектив Olympus UPlanFl N, $NA=0.3$), а фазовый сдвиг (retardance, Ret) $Ret = \Delta n L$ измерялся при увеличении $40\times$ (объектив Olympus UPlanFl N, $NA=0.75$) между двумя световыми пучками с ортогональными поляризациями при их распространении по пути L в анизотропной структуре с разностью показателей преломления $\Delta n = |n_e - n_o|$ для обыкновенной (n_o) и необычной (n_e) волны. Дополнительно, данная система показывала ориентацию “медленной” оси анизотропной структуры с максимальным значением показателя преломления.

3. Полученные зависимости фазового сдвига от энергии лазерных импульсов варьируемой длительности (рис. 2a) показывают достаточно неоднозначную картину: все зависимости являются монотонно восходящими по энергии. В дополнение к этому, в случае самых коротких лазерных импульсов ($\tau \approx 0.3$ пс) величина фазового сдвига при аналогичных энергиях импульсов оказывается примерно в два раза большей, тогда как величины фазового сдвига для остальных случаев практически не отличаются в пределах ошибки измерений. В целом, величины фазового сдвига ~ 50 нм на один слой для флюорита оказываются несколько ниже, чем у силикатных материалов кислородной френкелевской пары “междоузлие-вакансия” (~ 100 нм [11]), что может отражать как специфику материала (меньший диапазон возможной модуляции показателя преломления из-за более жесткой, более ионной решетки), так и условий записи с учетом экспозиции и возможной филаментации [12].

С другой стороны, представляется важным идентифицировать – линейный или нелинейный (самофокусировка и филаментация) – режим распространения ультракоротких лазерных импульсов разной длительности вблизи фокуса в объеме флюорита. Для этого зависимости фазового сдвига были построены от пиковой мощности ($P = E/\tau$) лазерных импульсов варьируемой длительности (рис. 2b) и не показали каких-либо особенностей, связанных с возможной филаментацией. Действительно, критическая мощность самофокусировки $P_{cr} = 3.77\lambda_{las}^2/(8\pi n_0 n_2)$ в флюорите на длине волны 1030 нм составляет, по нашим оценкам, 5–10 МВт для линейного показателя преломления $n_0(1.0 \text{ мкм}) = 1.43$ [13] и ряда известных значений нелинейного показателя преломления $n_2(1030 \text{ нм}) = (0.1-0.2) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $n_2(515 \text{ нм}) = 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [14], $n_2(800 \text{ нм}) \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [15], $n_2(2-3 \text{ мкм}) \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [16, 17]. В результате, для всего диапазона энергий лазерных импульсов варьируемой длительности пиковая мощность не достигает P_{cr} и режим фокусировки можно считать линейным. С одной стороны, это позволяет использовать известное значение фокального $1/e$ -радиуса $\approx 0.8 \text{ мкм}$ и оценить величины пиковых интенсивностей излучения для использованного диапазона записи двулучепреломляющих микроструктур (рис. 2b, верхняя ось). С другой стороны, релеевская длина $2l$ перетяжки для этих условий (длина волны – 1030 нм, $n_0(1.0 \text{ мкм}) = 1.43$ [13], $NA=0.65$) достигает вели-

чины в 3 мкм (1/*e*-уровень) согласно следующим выражениям:

$$w = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sqrt{n_0^2 - \text{NA}^2}}{\text{NA}}, \quad l = \frac{\lambda}{\pi} \frac{n_0^2 - \text{NA}^2}{\text{NA}^2}, \quad (1)$$

которая в линейном режиме задает продольный размер области взаимодействия лазерного излучения с флюоритом при том, что эффективная длина взаимодействия будет зависеть от энергии лазерных импульсов и, возможно, проявится в соответствующих зависимостях фазового сдвига на рис. 2. Однако в этом случае формирующаяся в фокальном объеме электрон-дырочная плазма будет континуальной и позволит возбудить необходимые для наноструктурирования поверхностные плазмоны только на своей внешней поверхности.

Поэтому в данной работе предполагалось, что для формирования дискретных плоскостей двулучепреломляющих нанорешеток вдоль оптической оси лазерного излучения (ось *z*) возникает интерференция плоских падающей и отраженной световых волн (в пределах волнового пакета лазерного импульса), создающая плоскую стоячую световую волну и соответствующую плоскую волну ионизации материала (стопка “листов” электрон-дырочной плазмы) с периодом $\lambda/2n_0 \approx 0.3$ мкм (рис. 3). Отраженная волна

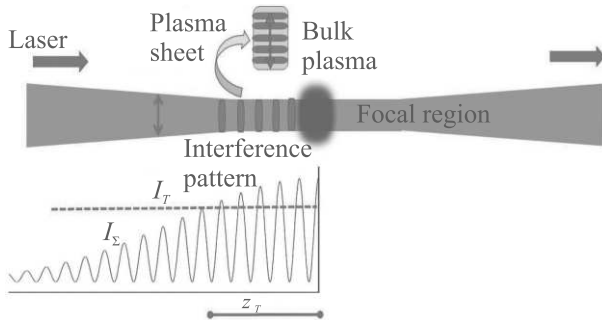


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема формирования интерференционной стоячей электромагнитной волны и волны ионизации флюорита перед отражающей объемной плазмой в лазерном фокусе, а также мелкомасштабная интерференционная полевая и плазменная структура отдельных плазменных листов при превышении пороговой интенсивности I_T на длине z_T

с амплитудой rE_0 , где r – коэффициент отражения для электрического поля в падающей волне и E_0 – амплитуда поля, формируется при отражении от плотной околоритической электрон-дырочной плазмы, взятой в данной работе в виде плоской стенки (в действительности, скорее – в форме эллипсоида, отражающего распределение пиковой интенсивности в фокальном объеме). Пространственная об-

ласть с максимальной интенсивностью суммарного поля формируется вблизи отражающей плазменной стенки ($z = 0$) (рис. 3) согласно выражению

$$I_{\Sigma}(z) = (1 + r)^2 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi n_0}{\lambda} z \right) \exp \left[- \frac{\left(t - \frac{n_0 z}{c} \right)^2}{\tau^2} \right] \quad (2)$$

в момент, когда временной пик импульса ($t = 0$) приходит на стенку

$$I_{\Sigma}(z) = (1 + r)^2 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi n_0}{\lambda} z \right) \exp \left[- \left(\frac{n_0 z}{c\tau} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

В результате пороговые условия (интенсивность I_T) для записи массива нанорешеток в поперечных к оптической оси плоскостях в максимумах стоячей волны для заданной падающей интенсивности излучения I_0 определяются в области размером z_T

$$I_T(z_T) = (1 + r)^2 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi n_0}{\lambda} z_T \right) \exp \left[- \left(\frac{n_0 z_T}{c\tau} \right)^2 \right] \quad (4)$$

или

$$z_T(I_0) = \frac{c\tau}{n_0} \sqrt{\ln \left(\frac{(1 + r)^2 I_0}{I_T} \right)} = \frac{c\tau}{n_0} \sqrt{\ln((1 + r)^2 I_0) - \ln I_T}. \quad (5)$$

Последнее выражение показывает пороговый характер формирования массива нанорешеток для $(1 + r)^2 I_0 \geq I_T$ в области с характерным размером $c\tau/n_0$ (для отраженной плоской волны), которая в действительности будет существенно меньше из-за отражения лазерного излучения на плазменном эллипсоиде в виде расходящейся сферической волны.

Далее, в максимумах плоской стоячей волны ионизации материала в поперечном сечении волны – в стопках “листов” электрон-дырочной плазмы – в направлении линейной поляризации записывающего лазерного излучения на интерфейсе “металлизированный-диэлектрический флюорит” возбуждаются и интерферируют интерфейсные плазмоны с противоположно направленными волновыми векторами и высокими волновыми числами $\geq n_0^2/\lambda_{\text{las}}$ [18] (условие возбуждения плазмонов: $\text{Re}[\varepsilon_{\text{CAF2}}^*] = -\text{Re}[\varepsilon_{\text{CAF2}}]$ [19], где $\varepsilon_{\text{CAF2}}$ – диэлектрическая проницаемость невозбужденного флюорита с действительной частью $\text{Re}[\varepsilon_{\text{CAF}}] = n_0(1.0 \text{ мкм})^2 \approx 2$ [13], а соответствующая критическая плотность электрон-дырочной плазмы, обеспечивающая металлизацию материала, составляет $\approx 8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [14]). В результате вдоль направления лазерной поляризации в стопках “листов” электрон-дырочной плазмы

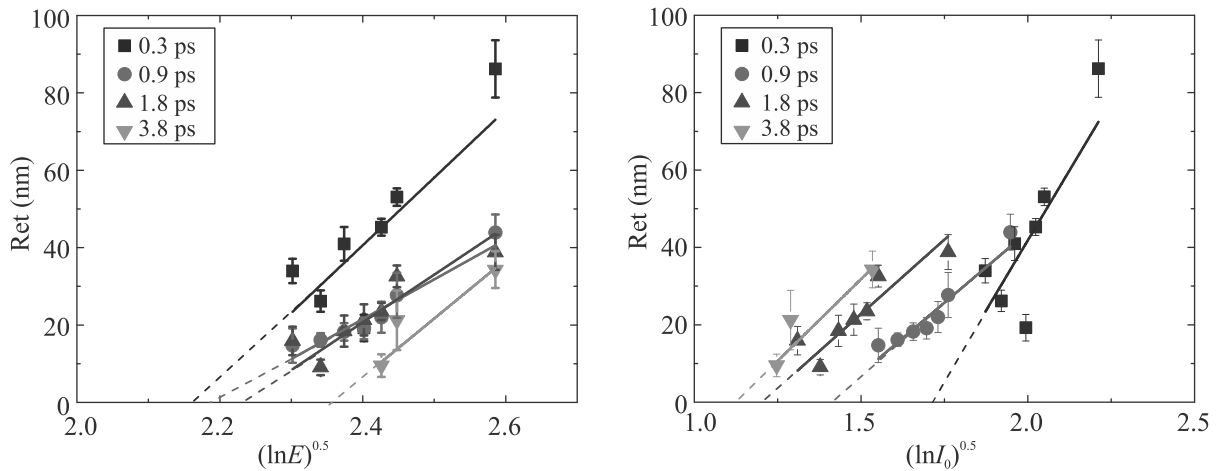


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости фазового сдвига Ret в координатах $Ret - (\ln E)^{0.5}$ (a) и $Ret - (\ln I_0)^{0.5}$ (b) для микроструктур, записанных при разных длительностях импульсов (обозначения на вкладках), и аппроксимирующие сплошные прямые линии соответствующих цветов (пунктирные линии показывают экстраполяцию на пороговые значения энергии и интенсивности). Энергия E взята в нДж, пиковая интенсивность I_0 – в ТВт/см²

на масштабах ультракороткого лазерного импульса возникает еще более мелкомасштабная (период $\sim \lambda_{\text{las}}/2n_0^2$ [18]) стоячая интерфейсная электромагнитная волна и соответствующая волна ионизации материала, которая уже материализуется в виде перманентной модуляции показателя преломления, как и для силикатных материалов [7].

Для проверки предложенной модели была проведена аппроксимация зависимости фазового сдвига $Ret = \Delta n L$ от энергии и пиковой интенсивности лазерного излучения на рис. 2 согласно выражению (5), полагая модельную величину z_T коррелирующей с экспериментальной величиной L . Действительно, в координатах $Ret - (\ln E)^{0.5}$ и $Ret - (\ln I_0)^{0.5}$ отмечается пороговый характер и линейность экспериментальных зависимостей с величиной порога, монотонно растущей по энергии (плотности энергии) излучения с ростом длительности импульса, но при этом снижающейся по пиковой интенсивности излучения. Также, на обоих графиках рис. 4 кривые для длительности 0.3 пс показывают самый большой наклон, что может отражать как более высокую индуцированную величину Δn , так и меньшую кривизну отражающего плазменного эллипсоида, что будет более подробно исследовано в последующих работах.

4. В заключение, в режиме сканирования на фиксированной глубине в объеме пластины широкозонного фтористого диэлектрика (флюорита) с высокой оптической стойкостью под действием жесткофокусированных лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм и варьируемой длительностью (0.3–3.8 пс) и энергией импульсов впервые записаны двулучепреломляющие микроструктуры. Зависимости фазово-

го сдвига микроструктур от энергии и интенсивности излучения для ортогональных поляризаций имеют пороговый характер и линейный вид при представлении в координатах, задаваемых предлагаемой в работе новой моделью формирования таких двулучепреломляющих микроструктур. В рамках предложенной модели рассматривается процесс отражения лазерных импульсов вблизи фокальной области от объемной околоскритической плазмы с формированием перед плазмой вдоль оптической оси стоячей электромагнитной волны, в максимумах которой в результате ионизации в поперечном сечении формируется стопка плазменных “листов”. На последних в масштабе ультракороткого лазерного импульса возбуждаются и интерферируют интерфейсные плазмоны, а интерференционная мелкомасштабная стоячая волна электромагнитного поля и ионизации фиксируется в материале в виде массивов поперечных нанорешеток локальной модификации материала и его показателя преломления с ориентацией штрихов, перпендикулярной к лазерной поляризации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 20-71-10103).

1. Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, and K. Hirao, Phys. Rev. Lett. **91**(24), 247405 (2003).
2. C. Hnatovsky, R. S. Taylor, P. P. Rajeev, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, and P. B. Corkum, Appl. Phys. Lett. **87**, 014104 (2005).
3. R. Drevinskas and P. G. Kazansky, APL Photonics **2**(6), 066104 (2017).
4. M. Sakakura, Y. Lei, L. Wang, Y. H. Yu, and P. G. Kazansky, Light Sci. Appl. **9**(1), 1 (2020).

5. A. Rudenko, J. P. Colombier, S. Hohm, A. Rosenfeld, J. Kruger, J. Bonse, T. E. Itina, *Sci. Rep.* **7**(1), 1 (2017).
6. X. Sedao, A. Abou Saleh, A. Rudenko, T. Douillard, C. Esnouf, S. Reynaud, C. Maurice, F. Pigeon, F. Garrelie, and J. P. Colombier, *ACS Photonics* **5**(4), 1418 (2018).
7. Y. Shimotsuma, K. Hirao, J. Qiu, and P. G. Kazansky, *Mod. Phys. Lett. B* **19**(05), 225 (2005).
8. W. Hayes and A. M. Stoneham, *Defects and defect processes in nonmetallic solids*, Dover publications, N.Y. (1985).
9. X. Li, J. Xu, Z. Lin, J. Qi, P. Wang, W. Chu, Z. Fang, Z. Wang, Z. Chai, Y. Cheng, *Applied Surface Science* **485**, 188 (2019).
10. S. B. Mehta, M. Shribak, and R. Oldenbourg, *J. Opt.* **15**(9), 094007 (2013).
11. S. S. Fedotov, R. Drevinskas, S. V. Lotarev, A. S. Lipatiev, M. Beresna, A. Čerkauskaitė, V. N. Sigaev, and P. G. Kazansky, *Appl. Phys. Lett.* **108**(7), 071905 (2016).
12. S. I. Kudryashov, A. O. Levchenko, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, and A. A. Ionin, *Opt. Lett.* **45**(7), 2026 (2020).
13. E. D. Palik editor, *Handbook of optical constants of solids*, Academic press (1998).
14. S. Kudryashov, P. Danilov, A. Rupasov, S. Khonina, A. Nalimov, A. Ionin, G. Krasin, and M. Kovalev, *Optical Materials Express* **10**(12), 3291 (2020).
15. Y. Guo, S. Lu, L. Su, C. Zhao, H. Zhang, and S. Wen, *Appl. Opt.* **54**, 953 (2015).
16. A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, *Opt. Express* **23**, 29202 (2015).
17. H. Liang, P. Kroger, R. Grynkó, O. Novak, C. L. Chang, G. J. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. X. Kartner, and K. H. Hong, *Opt. Lett.* **40**, 1069 (2015).
18. S. I. Kudryashov, A. A. Nastulyavichus, I. N. Saraeva, A. A. Rudenko, D. A. Zayarny, and A. A. Ionin, *Applied Surface Science* **519**, 146204 (2020).
19. V. Klimov, *Nanoplasmonics*, CRC press, N.Y. (2014).

Усиление фототока в слоях квантовых точек Ge/Si модами двумерного фотонного кристалла

А. И. Якимов^{+*1)}, А. А. Блошкин^{+×}, В. В. Кириенко⁺, А. В. Двуреченский^{+×}, Д. Е. Уткин^{+×}

⁺Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

[×]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 2021 г.

После переработки 15 марта 2021 г.

Принята к публикации 17 марта 2021 г.

Обнаружено, что встраивание слоев квантовых точек Ge/Si в двумерный фотонный кристалл (ФК) приводит к многократному (до 5 раз) усилению фототока в ближнем инфракрасном диапазоне. ФК представлял собой регулярную треугольную решетку отверстий в гетероструктуре Si/Ge/Si, выращенной на подложке кремний-на-изоляторе. Результаты объяснены возбуждением падающей световой волной планарных мод ФК, распространяющихся вдоль слоев Ge/Si и эффективно взаимодействующих с межзонными переходами в квантовых точках.

DOI: 10.31857/S1234567821080024

Введение. Неохлаждаемые фотодетекторы, содержащие в качестве активного элемента гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge, способны регистрировать оптическое излучение в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн [1–4] (1.2–1.6 мкм) – в области, актуальной для волоконно-оптических линий связи. Главное преимущество таких структур состоит в том, что они могут быть изготовлены на подложках Si, а значит, существует возможность производства матриц очень большого размера как результата монолитной интеграции с кремниевыми полевыми транзисторами и быстродействующей электроникой обработки сигналов. Несмотря на очевидные достоинства фотодетекторов с КТ, достигнутая в настоящее время чувствительность к ИК излучению не велика. Основная причина – малая плотность состояний, связанных с КТ, а значит малый коэффициент поглощения. Возникновение фототока обусловлено межзонными переходами электронов из дискретных состояний валентной зоны Ge в зону проводимости Si и Ge (рис. 1а). Такие переходы являются непрямыми не только в пространстве волновых векторов, но и в реальном геометрическом пространстве, что также приводит к чрезвычайно низкой эффективности фотопреобразования. В связи с этим возникают фундаментальные задачи поиска физических механизмов, обеспечивающих значи-

тельное усиление оптического поглощения и фототока в гетероструктурах с КТ.

Недавно было обнаружено, что интеграция гетероструктур Ge/Si, содержащих слои КТ, с субволновыми регулярными решетками отверстий в металлических пленках либо с массивами металлических наночастиц на поверхности полупроводника приводит к существенному росту квантовой эффективности в среднем (3–5 мкм) [5] и ближнем (1.2–1.6 мкм) [6] ИК-диапазонах. Результаты были объяснены возбуждением световой волной поверхностных локализованных плазмонных мод либо плазмон-поляритонных волн, эффективно взаимодействующих с дипольными переходами в КТ. Похожие результаты были получены и для длинноволновых (8–12 мкм) детекторов на базе КТ InAs/GaAs [7–10]. Недостатком металлических метаповерхностей, позволяющих преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностные плазмоны, является большие омические потери в металле [11] и малая глубина проникновения поля плазмонной волны в полупроводник. Особенно это актуально для более коротких длин волн.

В данной работе реализован альтернативный подход, в основе которого лежит концепция фотонных кристаллов (ФК). Отличительной особенностью ФК является наличие в материале пространственно периодической модуляции диэлектрической проницаемости с периодом, сравнимым с длиной волны оптического излучения [12]. Когда такая модуляция осуществляется в двух пространственных направлениях

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

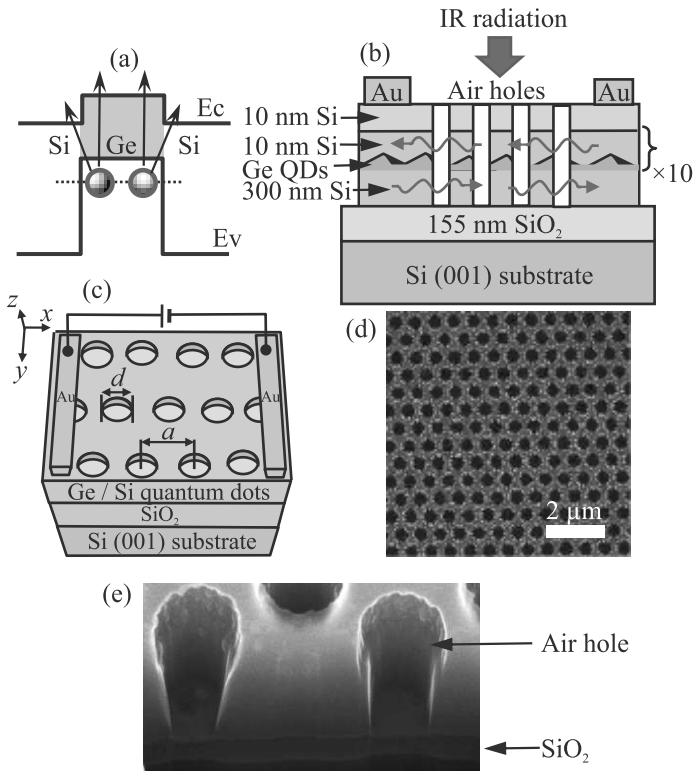


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Изображение фрагмента профиля зонной диаграммы гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge и возможные межзонные электронные переходы, приводящие к возникновению фототока в ближнем ИК-диапазоне. (б) – Схематический разрез планарного фотодетектора с квантовыми точками Ge в матрице Si на подложке КНИ, встроенными в 2D ФК. (с) – Схематическое объемное изображение фотодетектора, представляющего собой двумерный фотонный кристалл в виде периодической решетки субволновых отверстий в слоях Si/Ge/Si. Отверстия вытравлены до границы с SiO₂. (d), (e) – Изображения фрагмента (d) поверхности и (e) поперечного сечения треугольной решетки круглых отверстий в гетероструктуре Si/Ge/Si, полученные в электронном микроскопе. Диаметр отверстий $d = 335 \pm 6$ нм, период решетки $a = 650$ нм, глубина $h = 410$ нм

x и y , то говорят о двумерном (2D) ФК. В настоящее время эффекты взаимодействия оптических переходов с модами различных микрорезонаторов, в том числе и с радиационными модами ФК, активно используются для усиления сигналов люминесценции в структурах с низкой эффективностью излучательной рекомбинации носителей заряда, включая лазерные и светодиодные структуры [13–21]. Идея предлагаемого в данной работе подхода состоит в использовании ФК в процессах, обратных эмиссии света, – в процессах поглощения оптического излучения тонкими слоями КТ, встроенными в ФК. Рассмотрим 2D

ФК, представляющий собой периодическую решетку вертикальных отверстий в полупроводнике. Для падающей волны такая структура является дифракционной решеткой и способна поддерживать три основных моды: фундаментальную моду, волноводную и каналирующую [22, 23]. Для электромагнитной волны, падающей по нормали к поверхности 2D ФК, фундаментальная мода соответствует нулевому порядку дифракции и имеет нулевую компоненту волнового вектора в плоскости ФК $k_{xy} = 0$. Волноводная и каналирующая моды различаются областью локализации излучения [24], возникают в первом дифракционном порядке и имеют отличную от нуля величину k_{xy} . Возбуждение именно этих мод должно усиливать оптическое поглощение в слоях КТ, поскольку они распространяются вдоль слоев КТ (рис. 1b), тем самым увеличивая оптический путь.

Методика эксперимента. Образцы были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремния на изоляторе (КНИ) (рис. 1b). Толщина скрытого слоя SiO₂ составляла 155 нм. Наличие захороненного диэлектрического слоя окисла с показателем преломления меньше, чем в кремнии, необходимо для генерации планарных волноводных мод [25–27]. Активная область детекторов состояла из десяти слоев Ge КТ, разделенных кремниевыми барьерами толщиной 10 нм. Для роста барьеров использовался двухстадийный процесс. На первом этапе выращивался слой кремния толщиной 1 нм при температуре 250 °С, за которым следовало осаждение 9 нм Si при 400 °С. Такая процедура позволяет предотвратить перемешивание Si и Ge и сохранить форму и размеры нанокластеров Ge при дальнейшем осаждении кремния. Для синтеза массивов нанокластеров Ge использовалось явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим несоответствием параметров решетки (механизм роста Странского–Крастанова). Осаждение слоев Ge с номинальной толщиной покрытия 0.9 нм проводилось при температуре 250 °С со скоростью 0.04 нм/с. Сверху структура закрывалась слоем кремния толщиной 10 нм при 500 °С. Согласно данным сканирующей туннельной микроскопии [6] КТ точки Ge имели форму hut-кластеров. Плотность КТ составляет $5.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, длина основания 9.4 ± 3.2 нм, высота ~ 1 нм. Так же были изготовлены тестовые структуры, не содержащие КТ Ge.

На заключительном этапе на выращенных структурах выполнялось формирование двумерного фотонного кристалла. Массив отверстий нанометрового размера создавался с помощью реактивного ионного

травления слоев SiGe через металлическую маску. Маской служила перфорированная пленка Cr толщиной 30 нм, сформированная на поверхности гетероструктуры посредством электронно-лучевой литографии, осаждения металла в вакууме и последующего lift-off процесса. Травление проводилось в CF₄ плазме на установке Plasmalab System 80 в циклическом режиме: травление/охлаждение. ФК состоит из двух чередующихся в плоскости материалов – Si/Ge/Si (основной материал) и воздуха, которым заполнены цилиндрические отверстия (рис. 1d). Отверстия имеют диаметр $d = 335 \pm 6$ нм, упорядочены в треугольной кристаллической решетке с периодом (расстоянием между центрами соседних цилиндров) $a = 650$ нм и проникают на всю толщину КНИ вплоть до границы с SiO₂ (рис. 1e). Объемная доля, занимаемая воздушными отверстиями, $f = \pi d^2/2\sqrt{3}a^2 = 0.26$. Далее, с помощью фотолитографии и последующего травления были изготовлены планарные фотодетекторы, представляющие собой островки Si/Ge/Si длиной 640 мкм и шириной 220 мкм. Омические контакты площадью 200×200 мкм² формировались с помощью осаждения пленки Ti/Au на поверхность образцов и дальнейшего отжига в атмосфере аргона. Расстояние между контактами составляло 220 мкм.

Измерения спектров фототока проводились при комнатной температуре с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 70 в режиме Rapid-Scan с разрешением 30 см^{-1} в комбинации с низковольтным токовым предусилителем SR 570 компании Stanford Research System. Источником излучения служила галогеновая лампа. Полученные с помощью фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения галогеновой лампы, измеренный пироэлектрическим детектором DLaTGS. Засветка образцов неполяризованным излучением осуществлялась со стороны подложки.

Результаты и обсуждение. На рисунке 2 приведены спектральные характеристики токовой чувствительности трех образцов, выращенных на подложке КНИ. Первый образец не содержит ни слоев КТ Ge, ни ФК (кривая 1). Второй представляет собой фоточувствительную гетероструктуру Ge/Si с квантовыми точками Ge, но без ФК (кривая 2). Отличие третьего детектора от второго заключается в наличии 2D ФК, в который встроены КТ Ge (кривая 3). Длинноволновая граница чувствительности тестового образца кремния составляет около 1.17 мкм, что приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны Si. Отклик детектора на квантовых точках Ge/Si охватывает более широкую спек-

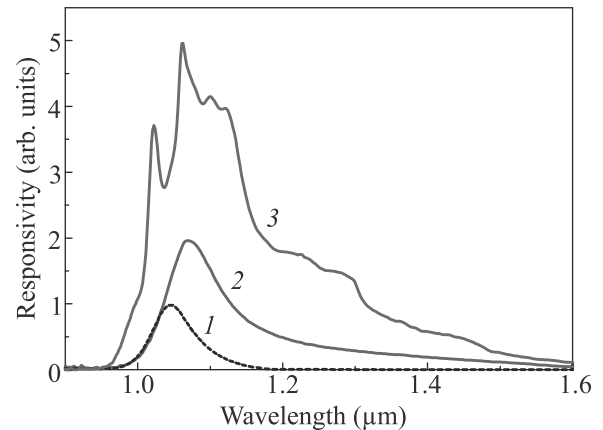


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры фототока тестового образца без КТ (QDs) Ge и без ФК (кривая 1), контрольного образца без ФК (PC), но содержащего 10 слоев КТ Ge (кривая 2), и гибридного образца, в котором слои КТ встроены в 2D фотонный кристалл (кривая 3). К образцам приложено напряжение 1 В. Облучение проводилось со стороны подложки

тральную область вплоть до телекоммуникационного L-диапазона (1565–1625 нм) и обусловлен межзонными переходами между электронными состояниями в зоне проводимости и дырочными состояниями, локализованными внутри квантовых точек Ge [6].

Значительный рост фотоотклика наблюдается в ФК со встроенными КТ Ge. На рисунке 3 показан

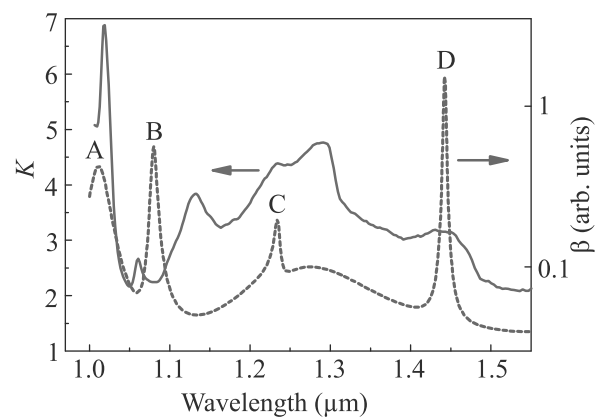


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектральные характеристики экспериментального фактора усиления фототока K модами фотонного кристалла (левая шкала) и расчетной интегральной интенсивности ближнего поля β в слоях КТ, встроенных в ФК (правая шкала)

фактор усиления фототока фотонным кристаллом $K(\lambda)$, определяемый как отношение спектральных характеристик фототока образцов с ФК и без него. Зависимость $K(\lambda)$ состоит из серии максимумов, соответствующих возбуждению мод ФК. Пятикратное

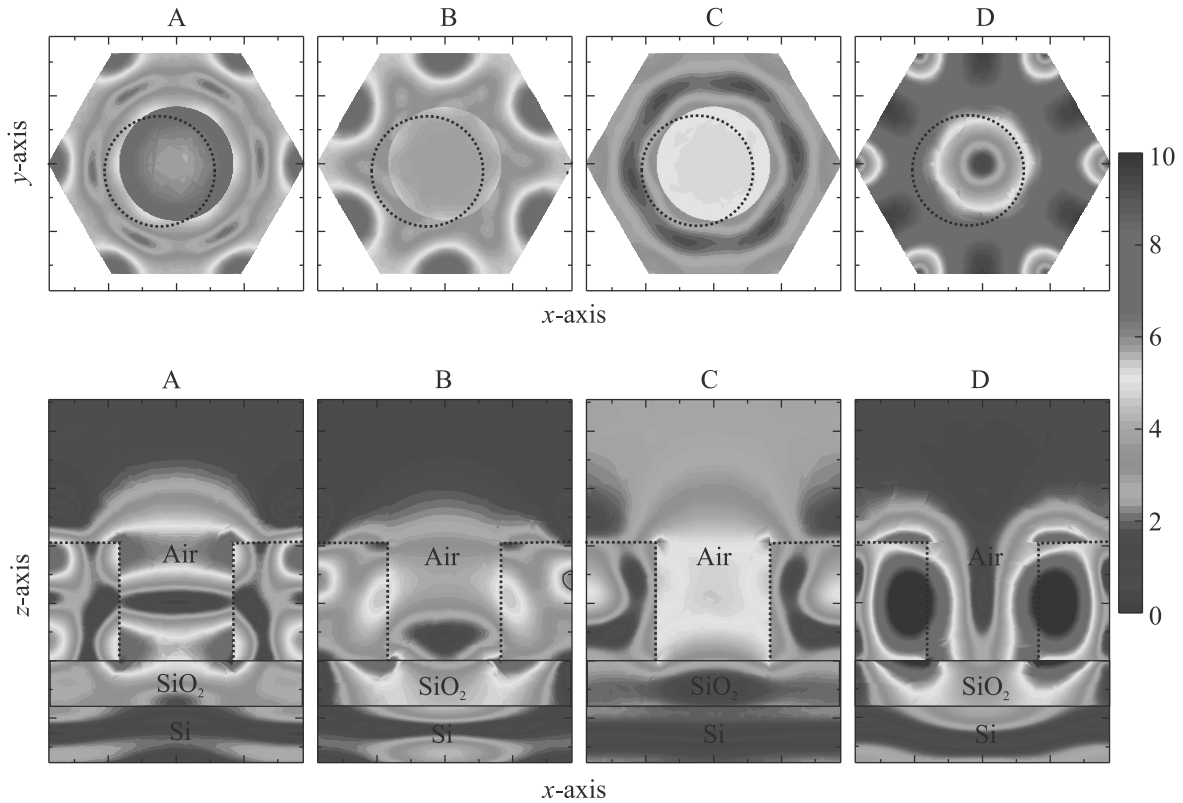


Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственное распределение модуля ближнего поля $|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ в плоскости ФК (x, y) в центре слоя с КТ (верхняя панель) и в вертикальном сечении (x, z) (нижняя панель), проходящем через центр отверстия, для мод А ($\lambda = 1.01$ мкм), В ($\lambda = 1.08$ мкм), С ($\lambda = 1.23$ мкм), и D ($\lambda = 1.44$ мкм). Цветовая шкала одинакова для всех панелей. Свет линейно поляризован вдоль оси x и падает по нормали к поверхности структуры. Границы отверстий нарисованы пунктирной линией

увеличение токовой чувствительности относительно фотодетектора без ФК достигается на длине волны $\lambda \simeq 1.3$ мкм. Согласно стандартной теории дифракционных решеток, при нормальном падении электромагнитной волны волны первого дифракционного порядка возникают при $\lambda < \lambda_1$, где

$$\lambda_1 = \text{Re}(n_{\text{eff}})a, \quad (1)$$

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_d \frac{\varepsilon_a(1+f) + \varepsilon_d(1-f)}{\varepsilon_a(1-f) + \varepsilon_d(1+f)}}, \quad (2)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления среды, ε_d и ε_a – диэлектрические проницаемости полупроводника и воздушных включений, соответственно [23]. Для $a = 650$ нм, $\varepsilon_d = 12$, $\varepsilon_a = 1$, $f = 0.26$ получаем $\lambda_1 = 1.8$ мкм, что согласуется с интерпретацией данных эксперимента.

Для того, чтобы прояснить характер электромагнитных возбуждений, приводящих к росту фототока, нами было проанализировано пространственное распределение компонент ближнего поля в ФК, изобра-

женном на рис. 1. Метод расчета аналогичен опубликованному в работе [28]. Моделирование возникающего в ФК электромагнитного поля было реализовано в программном пакете Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Поля вычислялись в элементарной ячейке в форме шестиугольной призмы с размерами сторон в плоскости (x, y) , равным $a/\sqrt{3}$, и с периодическими граничными условиями типа Флоке (Floquet). В вертикальном направлении z были использованы граничные условия типа *periodic port*, которые позволяли рассчитывать распределение электрического поля с учетом появления дифракционных мод, отличных от фундаментальной. Для исключения нефизических отражений световой волны на верхней и нижней границах домена использовались граничные условия типа *perfect matched layer*. Поляризация падающего излучения выбиралась циркулярной либо линейной. Интегральная интенсивность ближнего поля β в слоях КТ определялась как

$$\beta = \int_V |E|^2 dV, \quad (3)$$

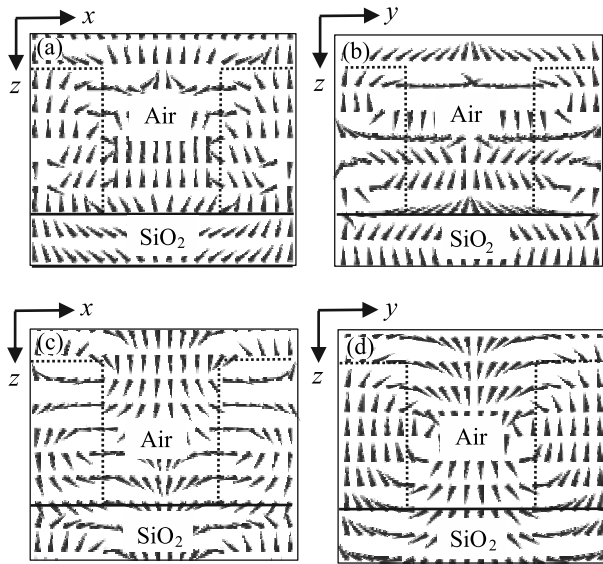


Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственное распределение вектора Пойтинга в плоскостях (x, z) и (y, z) для мод C (a), (b) и D (c), (d). Стрелки указывают направление вектора Пойтинга. Падающее излучение поляризовано вдоль оси x

где $|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ – модуль электрического поля. Интегрирование идет по объему, в котором расположены слои с квантовыми точками. На рисунке 1b эта область соответствует суммарной толщине слоя с квантовыми точками и спейсера Si, умноженной на число слоев $N = 10$. Спектральная характеристика $\beta(\lambda)$ для циркулярной поляризации света приведена на рис. 3. В области 1.0–1.5 мкм на кривой $\beta(\lambda)$ наблюдаются четыре резонанса, обозначенные буквами A, B, C, и D. В целом согласие расчетного положения пиков ближнего поля и экспериментального положения максимумов усиления фототока можно считать хорошим, за исключением максимума при $\lambda = 1.13$ мкм, который отсутствует на теоретической характеристике. Кроме того, экспериментальные пики фототока значительно шире теоретических пиков интенсивности ближнего поля. По-видимому, это связано с рассеянием фотовозбужденных носителей заряда флуктуирующим потенциалом заряженных стенок отверстий ФК и с неоднородным распределением размеров отверстий.

Пространственные распределения модуля ближнего поля на резонансных длинах волн в плоскости ФК (x, y) и в вертикальном сечении плоскостью (x, z) приведены на рис. 4. Видно, что максимальная напряженность электрического поля для резонансов A и C достигается внутри воздушных отверстий (воздушная мода), а для B и D – внутри полупроводника

(диэлектрическая мода). Вектор Пойтинга для линейно поляризованного света показан на рис. 5 для мод C и D. Похожие распределения вектора Пойтинга были получены и для мод A и B. Все моды имеют компоненту волнового вектора в плоскости ФК, причем воздушная и диэлектрическая моды распространяются в ортогональных направлениях (рис. 5). Результаты, приведенные на рис. 4 и 5, позволяют идентифицировать резонансы A и C как каналирующие моды [24], а моды B и D как волноводные [23]. Дополнительный анализ поляризации показал, что вектор электрического поля для диэлектрических мод B и D направлен параллельно оси отверстий, т.е. резонансы представляют собой TE_0 (D) и TE_1 (B) моды фотонного кристалла. Вектор поляризации воздушных мод A и C направлен перпендикулярно оси отверстий, что отвечает возбуждению TM_0 (C) и TM_1 (A) мод. Несмотря на локализацию каналирующих мод в отверстиях ФК, из-за наличия эванесцентных полей часть электромагнитного излучения проникает в полупроводник и увеличивает поглощение в КТ [24].

В заключении необходимо обратить внимание на то, что в реальной структуре воздушные отверстия не являются идеальными цилиндрами, а имеют в верхней части воронкообразную форму (рис. 1e). Именно это обстоятельство может являться причиной появления дополнительных максимумов фототока на рис. 2 и 3.

Авторы благодарны В. А. Армбристеру за выращивание гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Электронная литография была выполнена в Научно-исследовательском центре физического факультета Новосибирского государственного университета.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования #075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. S. Tong, J. L. Liu, J. Wan, and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **80**, 1189 (2002).
2. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский, С. А. Тийс, ФТП **37**, 1383 (2003).
3. A. Alguno, N. Usami, T. Ujihara, K. Fujiwara, G. Sasaki, K. Nakajima, and Y. Shiraki, Appl. Phys. Lett. **83**, 1258 (2003).
4. A. Elfving, G.V. Hansson, and W.-X. Ni, Physica E **16**, 528 (2003).
5. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, Appl. Phys. Lett. **112**, 171107 (2018).

6. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, A. A. Bloshkin, A. V. Dvurechenskii, and D. E. Utkin, *J. Appl. Phys.* **128**, 143101 (2020).
7. S. C. Lee, S. Krishna, and S. R. J. Brueck, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 021112 (2010).
8. C.-C. Chang, Y. D. Sharma, Y.-S. Kim, J. A. Bur, R. V. Shenoi, S. Krishna, D. Huang, and S.-Y. Lin, *Nano Lett.* **10**, 1704 (2010).
9. G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw, and X. Lu, *Semicond. Sci. Technol.* **28**, 105005 (2013).
10. G. Gu, N. Mojaverian, J. Vaillancourt, and X. Lu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**, 435106 (2014).
11. J. B. Khurgin, *Philos. Trans. R. Soc. A* **375**, 20160068 (2017).
12. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: Molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton (2008).
13. S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and E. F. Schubert, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3294 (1997).
14. M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, and G. Sasaki, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 316 (1999).
15. M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, and M. Mochizuki, *Phys. Rev. B* **65**, 195306 (2002).
16. H. Matsubara, S. Yoshimoto, H. Saito, Y. Jianglin, Y. Tanaka, and S. Noda, *Science* **319**, 445 (2008).
17. M. Fujita, Y. Tanaka, and S. Noda, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 1090 (2008).
18. A. Chutinan and S. John, *Phys. Rev. A* **78**, 023825 (2008).
19. A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T. K. Paraiso, S. Christiansen, and F. Vollmer, *Sci. Rep.* **6**, 25135 (2016).
20. Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, Е. Е. Родякина, Б. И. Фомин, М. В. Степихова, А. Н. Яблонский, С. А. Гусев, А. В. Новиков, А. В. Двуреченский, *ФТП* **53**, 1366 (2019).
21. M. V. Stepikhova, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy, M. V. Shaleev, D. E. Utkin, V. V. Rutckaia, E. V. Skorokhodov, S. M. Sergeev, D. V. Yurasov, Z. F. Krasilnik, *Semicond. Sci. Technol.* **34**, 024003 (2019).
22. B. C. P. Sturmberg, K. B. Dossou, L. C. Botten, A. A. Asatryan, C. G. Poulton, M. de Sterke, and R. C. McPhedran, *Opt. Express* **19**, A1067 (2011).
23. J. L. Donnelly, B. C. P. Sturmberg, K. B. Dossou, L. C. Botten, A. A. Asatryan, C. G. Poulton, R. C. McPhedran, and M. de Sterke, *Opt. Express* **22**, A1343 (2014).
24. G. Gomard, R. Peretti, S. Callard, X. Meng, R. Artinyan, T. Deschamps, P. R. Cabarrocas, E. Drouard, and C. Seassal, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 051119 (2014).
25. B. N. Kurdi and D. G. Hall, *Opt. Lett.* **13**, 175 (1988).
26. H. R. Stuart and D. G. Hall, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3815 (1998).
27. E. T. Yu, D. Derkacs, S. H. Lim, P. Matheu, and D. M. Schaadt, *Proc. SPIE* **7033**, 70331V (2008).
28. А. И. Якимов, А. А. Блошкин, А. В. Двуреченский, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 393 (2019).

2D экситоны в множественных одномонослойных квантовых ямах GaN/AlN

Е. А. Европейцев¹⁾, Ю. М. Серов, Д. В. Нечаев, В. Н. Жмерик, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2021 г.

После переработки 17 марта 2021 г.

Принята к публикации 17 марта 2021 г.

Исследована кинетика затухания низкотемпературной экситонной фотолюминесценции в гетероструктуре с множественными квантовыми ямами GaN/AlN монослойной толщины, изготовленной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В рамках трехуровневой модели выполнено теоретическое моделирование измеренных кривых затухания излучения. Процесс релаксации дипольно-разрешенных “светлых” экситонов, пространственно ограниченных в монослоях GaN, определен как экситонная релаксация с характерным временем ~ 3 пс, сопровождающаяся переворотом спина и превращением в дипольно-запрещенные “темные” экситоны, уровни которых расположены на ~ 60 мэВ ниже по энергии. Показан двумерный характер экситонных состояний при температурах выше 50 К.

DOI: 10.31857/S1234567821080036

1. Введение. Отличительной особенностью двумерных (2D) экситонов по сравнению с объемным аналогом является усиление кулоновского взаимодействия электронов и дырок, обуславливающее значительный рост энергии связи и силы осциллятора и позволяющее при определенных условиях увеличить квантовый выход излучения в результате изменения баланса между радиационными и безызлучательными каналами рекомбинации в пользу первых [1–5]. Эпитаксиальные гетероструктуры с одинокими монослоями (МС) GaN в AlN представляют собой ультратонкие квантовые ямы (КЯ), формируемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволяющие вплоть до комнатной температуры наблюдать оптические проявления экстремально ограниченных 2D экситонных состояний [6]. Уникальной особенностью таких структур является необычно сильный контраст электронных свойств материалов квантовой ямы и барьерных слоев, обеспечивающий квантоворазмерное ограничение в пределе одного МС и увеличение энергии связи экситона до 230 мэВ [7]. Кроме реализации возможности изучения фундаментальных свойств экстремально ограниченных экситонных состояний, квантоворазмерные структуры в системе (Al,Ga)N представляют также большой практический интерес с точки зрения генерации ультрафиолетового (УФ) света с длиной волны менее 300 нм [8–11].

В настоящей работе исследованы люминесцент-

ные свойства гетероструктуры, включающей множественные, периодически расположенные МС GaN, разделенные AlN барьерами. Мы фокусировались на изучении кинетики низкотемпературной (5–100 К) фотолюминесценции (ФЛ) КЯ GaN/AlN со средней толщиной в 1 МС, излучающих в пределах неоднородно уширенного контура ФЛ вблизи 235 нм. Главным преимуществом структуры с множественными КЯ по сравнению с исследованными в работе [6] одинокими МС является многократное увеличение интенсивности ФЛ, что позволяет уверенно регистрировать и подробно изучать особенности в поведении кривых затухания ФЛ, связанные с нестационарным режимом экситонного излучения, доминирующим до установления термического равновесия в первые пикосекунды после импульсного возбуждения. В результате выполненных исследований были определены основные кинетические параметры экситонной релаксации и показана перспективность использования подобных структур в качестве активной области эффективных УФ излучателей.

2. Образцы и экспериментальные методики. Гетероструктура с множественными КЯ $100 \times \{\text{GaN} : 1.5 \text{ МС} / \text{AlN} : 20 \text{ МС}\}$ была выращена на относительно тонком (~ 260 нм) буферном слое AlN/c-Al₂O₃ методом плазменно-активированной МПЭ (Compact21T, Riber) [12]. Средние номинальные толщины слоев в приведенных обозначениях выражены в единицах МС, полагая, что $1 \text{ МС} = 0.2491(0.2593) \text{ нм}$ для GaN(AlN) соответственно. Рост гетероструктуры проводился при

¹⁾e-mail: john_fzf@mail.ru

температуре подложки 700 °С с использованием металл-обогащенных условий как для роста КЯ GaN (соотношение потоков $F(\text{Ga})/F(\text{N})=2$), так и барьерных слоев AlN ($F(\text{Al})/F(\text{N})=1.05$). Для исключения избыточных адатомов Al во время роста барьерных слоев AlN и перед ростом КЯ GaN использовалась экспозиция поверхности под потоком плазменно-активированного азота, как подробно описано в работе [10]. Контроль ростового процесса осуществлялся с помощью методов дифракции отраженных быстрых электронов (Staib Instruments, 30 кВ), ИК-пирометрии (Micron M680), а также системы лазерной рефлектометрии и многолучевого оптического измерителя упругих напряжений собственной разработки.

Излучательные свойства множественных КЯ исследовались с помощью времяразрешенной спектроскопии ФЛ, реализованной в конфокальной оптической схеме с промежуточным увеличенным изображением для визуального контроля области детектирования. Образец был зафиксирован в проточном гелиевом микрокриостате, позволяющем варьировать температуру образца от 5 до 300 К. Для возбуждения ФЛ использовалась четвертая гармоника титан-сапфирового лазера (Mira-900 с генератором гармоник Coherent), работающего в импульсном режиме с периодом следования импульсов 13 нс и длительностью импульса 120 фс. Результирующая длина волны накачки составляла 216 нм, что соответствует квазирезонансному возбуждению КЯ. Лазерное излучение подавалось на образец через ступенчатый интерференционный фильтр (RazorEdge 224 nm, Semrock) и зеркальный объектив (LMM-40X-UVV, Thorlabs). Средняя плотность мощности накачки составляла приблизительно 10 Вт/см², а размер пятна возбуждения – порядка 10 мкм. При измерении ФЛ в геометрии обратного рассеяния ступенчатый фильтр предотвращал попадание в спектрометр отраженного от образца лазерного излучения.

Спектр ФЛ и кинетика ФЛ в выделенной спектральной полосе измерялись последовательно путем переключения диспергированного светового потока между двумя выходами спектрометра (Acton-2300i, Princeton Instruments, дифракционная решетка 1200 штрихов/мм). Спектры детектировались охлаждаемой ПЗС матрицей. Измерение кинетики затухания ФЛ после возбуждения лазерным импульсом производилось методом коррелированного по времени счета одиночных фотонов (TCSPC). Для этого использовались детектор на основе фотоэлектронного умножителя (PMC-100-4, Becker&Hickl), подключенный к РСІ-плате для накопления статистики (SPC-

130, Becker&Hickl), а также p-i-n фотодиод, используемый для синхронизации с импульсами первой гармоники лазера. Временное разрешение детектирующей системы составляло порядка 160 пс, спектральная ширина детектируемой полосы – 0.35 нм.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 1 приведены спектры ФЛ, интегрированные во времени в результате детектирования сигнала с помощью ПЗС камеры. Форма спектра в основном повторяет

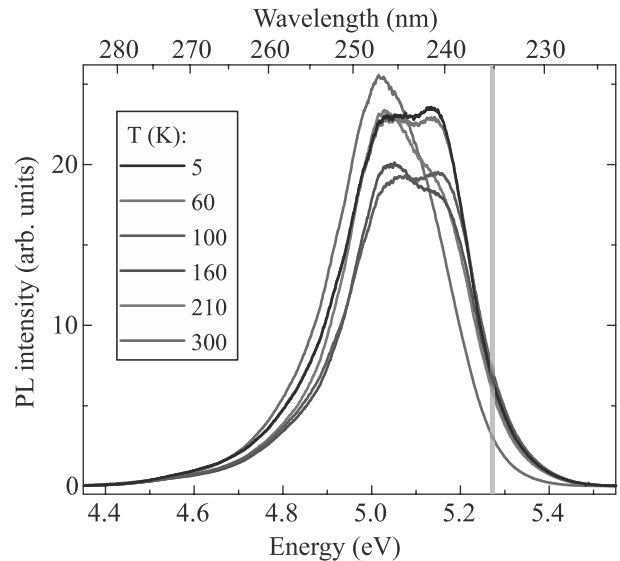


Рис. 1. (Цветной онлайн) Интегральные по времени спектры ФЛ, измеренные при различных температурах. Вертикальная серая полоса показывает область спектра вокруг 235 нм, используемую для измерения кривых затухания

результаты, полученные ранее в аналогичных структурах с одиночными GaN/AlN КЯ [6]: наблюдается неоднородно уширенная линия ФЛ, сложная форма которой в основном определяется осцилляциями, связанными с интерференцией света в толстом AlN буферном слое. С ростом температуры выше 140 К “центр тяжести” линии сдвигается в сторону меньших энергий в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Интегральная по спектру интенсивность линии немонотонно зависит от температуры – с ростом температуры вплоть до 50 К интенсивность фактически не меняется, затем несколько уменьшается, а после 100 К увеличивается опять, так что при 300 К интегральная интенсивность оказывается близка к величине, измеренной при 5 К. Однако температурные зависимости интенсивности, измеренной на конкретных длинах волн, заметно отличаются от поведения интегральной интенсивности. Например, в спектральной обла-

сти 230–237 нм в широком диапазоне температур от 5 до 100 К интенсивность ФЛ практически не зависит от температуры.

На измеренной кривой затухания низкотемпературной (5 К) ФЛ нестационарный режим проявляется как интенсивный пик, наблюдаемый непосредственно после возбуждения, ширина которого на полувысоте (165 пс) определяется аппаратной функцией установки (см. рис. 2). При больших задержках

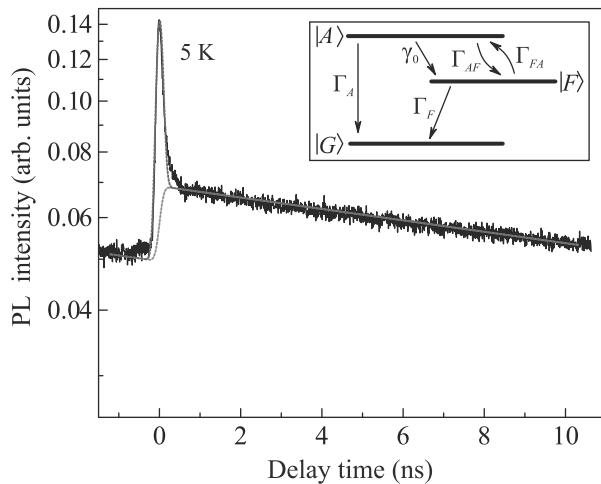


Рис. 2. (Цветной онлайн) Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная на длине волны 235 нм при 5 К (непрерывная линия). Штриховой линией показан результат подгонки, полученной в модели суммы двух убывающих экспонент, соответствующих сигналам термализованной (более медленная) и нестационарной ФЛ. Штрих-пунктирная линия показывает вклад термализованной ФЛ. На вставке приведена схема экситонных уровней, используемая при моделировании кинетики излучения

ФЛ демонстрирует строго экспоненциальное затухание с характерным временем порядка 50 нс. Штриховой линией на рис. 2 показан результат подгонки экспериментальной кривой, выполненной в модели свертки суммы двух убывающих экспонент с аппаратной функцией установки. Максимально достижимое в наших экспериментах временное разрешение недостаточно для определения времени затухания нестационарной ФЛ непосредственно из подгонки. Тем не менее, описанная процедура подгонки позволяет определить по отдельности величины интенсивности интегральной по времени ФЛ, ассоциированной как с медленной, так и с быстрой затухающими компонентами, а также характерное время затухания медленной компоненты.

С ростом температуры относительный вклад быстрой компоненты уменьшается и при темпе-

ратурах выше ~ 150 К становится фактически ненаблюдаемым. Вплоть до 60 К затухание термализованной ФЛ остается строго экспоненциальным, тогда как при больших температурах достаточно аккуратная подгонка кривой затухания требует использования суммы по меньшей мере трех затухающих экспонент, как показано на рис. 3 для кривой

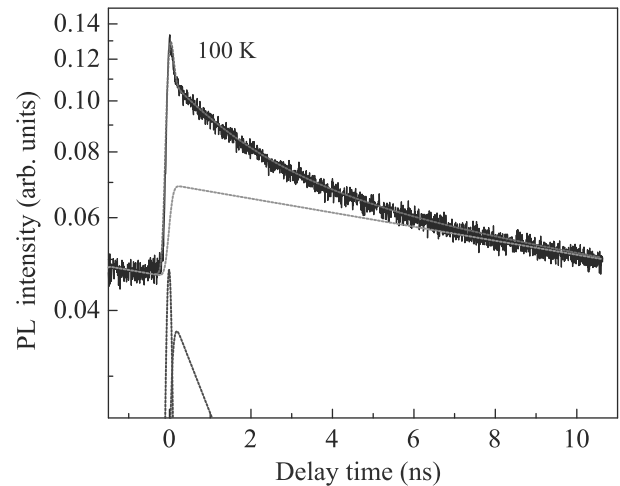


Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная на длине волны 235 нм при 100 К (непрерывная линия). Штриховой линией показан результат подгонки, полученной в модели суммы трех убывающих экспонент. Наиболее быстро убывающая экспонента (пунктирная линия) описывает неравновесную ФЛ, две более медленные экспоненты (штрих-пунктирные линии) описывают два сигнала термализованной ФЛ, соответствующие двум ансамблям излучателей с различными величинами константы обменного взаимодействия

затухания интенсивности ФЛ, измеренной при 100 К. Тем не менее, интегральный вклад наиболее медленной компоненты в сигнал, связанный с термализованной ФЛ, остается доминирующим при всех температурах, уменьшаясь от 100 % при 60 К до 88 % при 100 К. Интегральный вклад нестационарной ФЛ при 5 К составляет порядка 2 % от общего сигнала и быстро уменьшается с ростом температуры.

Независимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры, наблюдаемая вблизи 235 нм при температурах ниже 100 К, свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе в этом температурном диапазоне потерь, связанных с каналами температурно-активированной безызлучательной рекомбинации. Более того, температурный сдвиг контура ФЛ для этих длин волн и температур не превышает спектральную ширину полосы, в пределах которой измерялись кривые затухания

(см. рис. 1), что позволяет надеяться на неизменность природы исследуемых экситонных состояний при изменении температуры. Эти два фактора существенно упрощают интерпретацию экспериментальных данных.

Как было ранее показано [6], кинетика затухания низкотемпературной ФЛ в МС GaN в AlN преимущественно определяется балансом населенностей экситонных состояний по отношению к двум группам уровней: темных, дипольно-запрещенных экситонов (нижняя по энергии группа уровней) и светлых, дипольно-разрешенных экситонов (верхняя группа уровней). Внутри каждой группы расстояние между уровнями определяется величиной спин-орбитального взаимодействия и составляет несколько мэВ. Расстояние между группами уровней определяется величиной короткодействующего электрон-дырочного обменного взаимодействия. В монослойной КЯ GaN/AlN экстремальное квантовое ограничение обуславливает гигантское усиление обменного взаимодействия электрона и дырки в 2D экситоне и приводит к увеличению обменного расщепления темных и светлых экситонов до величины, превышающей 40 мэВ, что в несколько раз больше расстояния между экситонными уровнями в отдельных группах [6]. Это обстоятельство позволяет моделировать измеренную кинетику время-разрешенной ФЛ в более простой эквивалентной трехуровневой системе, включающей основное экситонное состояние $|G\rangle$ и два экситонных состояния: $|A\rangle$ (allowed) и $|F\rangle$ (forbidden), параметры которых усреднены по соответствующим группам экситонов (см. схему на рис. 2).

Система балансных дифференциальных уравнений, описывающих изменение во времени населенностей N_A и N_F в такой трехуровневой системе, допускает аналитическое решение в виде суммы двух убывающих экспонент:

$$N_F(t) = C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right), \quad (1)$$

$$N_A(t) = C_3 \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + C_4 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right), \quad (2)$$

где τ_S и τ_L обозначают соответственно быстрое и медленное характеристические времена затухания системы, а C_1 , C_2 , C_3 и C_4 представляют собой коэффициенты, определяемые исходя из заданных начальных условий. Величины характеристических времен задаются значениями основных кинетиче-

ских параметров вовлеченных экситонных состояний:

$$\frac{1}{\tau_{S,L}} = \frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}, \quad (3)$$

$$p = \Gamma_F + \Gamma_A + \Gamma_{FA} + \Gamma_{AF} \quad (4)$$

$$q = \Gamma_A \Gamma_F + \Gamma_{AF} \Gamma_F + \Gamma_{FA} \Gamma_A, \quad (5)$$

где Γ_F , Γ_A , Γ_{AF} и Γ_{FA} обозначают скорости рекомбинации состояний $|A\rangle$ и $|F\rangle$ и скорости переходов между уровнями $|A\rangle \rightarrow |F\rangle$ и $|F\rangle \rightarrow |A\rangle$ соответственно.

В пренебрежении процессами безызлучательной рекомбинации $\Gamma_A = \frac{1}{\tau_A}$ и $\Gamma_F = \frac{1}{\tau_F}$, где τ_A и τ_F – радиационные времена жизни состояний $|A\rangle$ и $|F\rangle$ соответственно. Скорости междууровневых переходов определяются процессами взаимодействия с акустическими фононами и выражаются как

$$\Gamma_{AF} = \gamma_0(N_B + 1), \quad (6)$$

$$\Gamma_{FA} = \gamma_0 N_B, \quad (7)$$

где $N_B = 1/[\exp(\Delta E/(k_B T)) - 1]$ представляет собой бозонный фактор заполнения, ΔE – расстояние между уровнями, а $\gamma_0 = \frac{1}{\tau_0}$ – скорость перехода $|A\rangle \rightarrow |F\rangle$ при нулевой температуре [13]. Соответствующее время жизни τ_0 ограничивается временем спиновой релаксации вовлеченных состояний.

Экспериментально наблюдаемый четко выраженный биэкспоненциальный характер затухания ФЛ свидетельствует о применимости упрощенной трехуровневой модели для моделирования кинетики излучения, позволяя ассоциировать быструю и медленную компоненты с процессами нестационарной и термализованной ФЛ, описываемыми формулами (1)–(5). На рисунке 4 сплошными квадратами показана температурная зависимость интегральной интенсивности наиболее медленной компоненты ФЛ, соответствующей рекомбинации в экситонной системе после полной термализации. В соответствии с предположением о слабости безызлучательной рекомбинации интегральная интенсивность термализованной ФЛ практически не зависит от температуры. Интегральная интенсивность наиболее быстрой компоненты также слабо зависит от температуры вплоть до 50 К, тогда как при более высоких температурах интенсивность быстро падает (см. рис. 5).

Отношение интегральных интенсивностей нестационарной и термализованной ФЛ с очевидностью определяется отношением скорости излучательной рекомбинации светлых экситонов на верхнем уровне

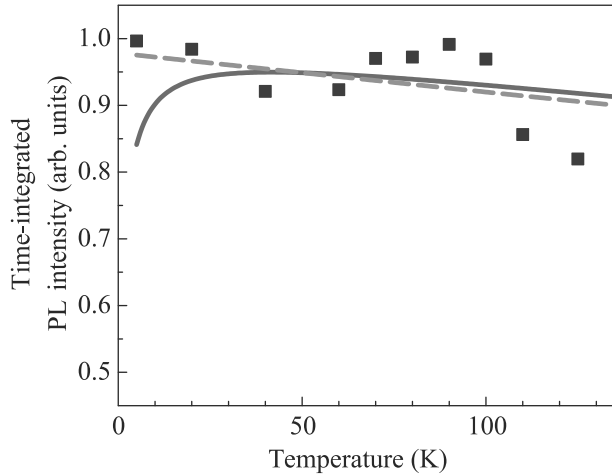


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость интегральной по времени интенсивности сигнала наиболее долгоживущей компоненты термализованной ФЛ, измеренной на длине волны 235 нм. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ и нормированные на максимальное значение, соответствующее минимальной температуре. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44 \cdot T$. Штриховая линия соответствует модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = 22$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

Γ_A и скорости релаксации с верхнего уровня на нижний Γ_{AF} . С учетом слабости температурной зависимости $\Gamma_{AF}(T)$, задаваемой выражением (6), можно предположить, что температурная зависимость интенсивности нестационарного сигнала преимущественно определяется зависимостью от температуры радиационного времени жизни τ_A состояний $|A\rangle$. Тогда экспериментальная зависимость, приведенная на рис. 5, показывает независимость величины τ_A от температуры при $T < 50$ и быстрый рост при дальнейшем увеличении температуры. Естественным выбором вида температурной зависимости времени радиационного затухания, используемой при теоретическом моделировании, является для 2D экситонов линейная зависимость, которая в модельной 2D системе определяется как [14–16]

$$\tau_{\text{rad}}^{2D} = \frac{3}{2} \frac{k_B T}{E_0} \tau_{\text{rad}}^0, \quad (8)$$

где τ_{rad}^0 представляет собой радиационное время жизни экситона с волновым вектором $k_{\parallel} = 0$, а E_0 обозначает “радиационное окно”, т.е. полосу энергий, для которой 2D экситонные состояния находят-

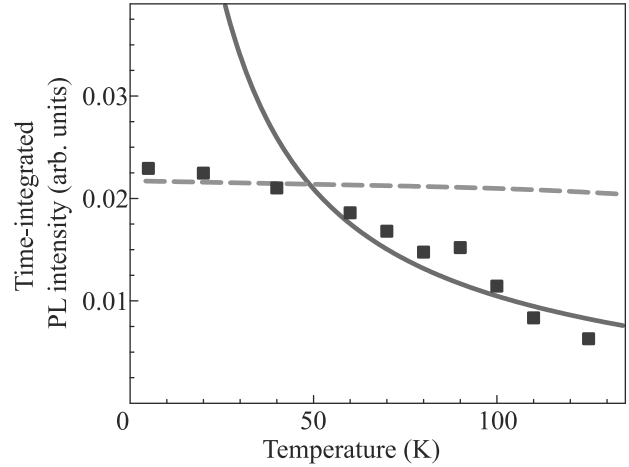


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость интегрированной по времени интенсивности сигнала неравновесной ФЛ, измеренной на длине волны 235 нм. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ и нормированные на то же значение, что и зависимость, приведенная на рис. 4. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44 \cdot T$. Прерывистая линия соответствует модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = 22$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

ся внутри светового конуса и могут релаксировать излучательно с сохранением волнового вектора. Экситоны с волновыми векторами вне светового конуса являются темными, так как их взаимодействие с фотонами запрещено в силу невозможности сохранения импульса. С ростом температуры наблюдается увеличение населенности таких состояний и соответствующее увеличение наблюдаемого усредненного времени жизни экситонных состояний.

Сплошные и прерывистые линии на рис. 4 и 5 показывают наилучшую подгонку температурных зависимостей интегральных интенсивностей медленной и быстрой компонент ФЛ, выполненную совместно с подгонкой температурной зависимости времени затухания термализованной ФЛ (рис. 6) в модели трехуровневой системы. Интенсивность ФЛ определялась с использованием выражений (1)–(5) как $I_{PL} = \eta N_A \Gamma_A + \eta N_F \Gamma_F$, где η – квантовый выход излучения. При этом предполагалась равномерная заселенность всех уровней в начальный момент времени. Сплошные линии на рис. 4 и 5 получены с использованием линейной зависимости $\tau_A(T)$, тогда как прерывистые линии получены в модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = \text{const}$. Ключевым фактором при

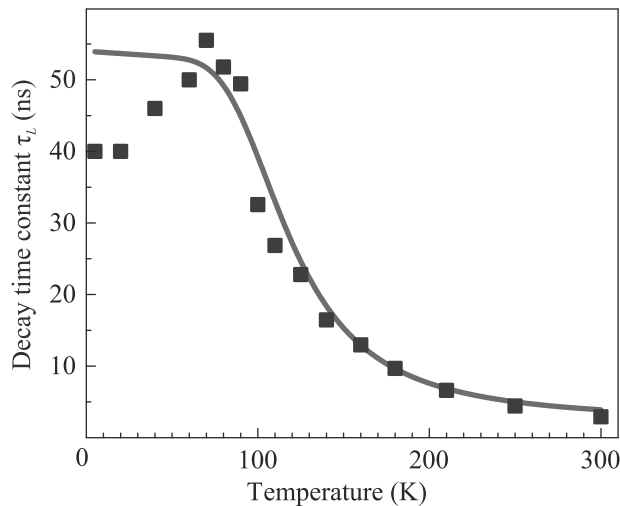


Рис. 6. (Цветной онлайн) Температурная зависимость константы затухания наиболее долгоживущей компоненты термализованной ФЛ. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44 \cdot T$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

достижении наилучшей подгонки явилась совместная оптимизация формы рассчитанной кривой температурной зависимости константы затухания термализованной ФЛ в диапазоне температур от 50 до 300 К (рис. 6) и формы рассчитанных кривых температурной зависимости интегральной интенсивности термализованного (рис. 4) и нестационарного (рис. 5) сигналов.

Наилучшее взаимное соответствие зависимостей, показанных на рис. 4–6, было получено при использовании уникального общего набора параметров $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс, $\tau_F = 54$ нс, а также независимого от температуры и не равного единице внутреннего квантового выхода $\eta = 0.99$, предполагающего наличие достаточно неэффективных каналов безызлучательной рекомбинации с характерными временами порядка нескольких наносекунд для $|A\rangle$ экситонных состояний и 10^3 наносекунд для $|F\rangle$ экситонов. Значение эффективного обменного расщепления светлых и темных состояний $\Delta E = 61$ мэВ достаточно хорошо соответствует результатам работы [6], полученным для одиночного монослоя GaN/AlN, также как и характерное время жизни запрещенного по спине темного экситона $\tau_F = 54$ нс. Причина регистрации конечного времени жизни темных экситонов

неочевидна и нуждается в более детальном исследовании [13].

Полученное значение характерного времени междуровневой релаксации $\tau_0 = 3.0$ пс и вид линейной температурной зависимости $\tau_A(T) = 0.44\tau_0 T$ позволяют, с использованием ранее сделанной для этой системы оценки ширины “радиационного окна” $E_0 = 290$ мкэВ [6], определить величину радиационного времени жизни гипотетического 2D экситона с нулевым волновым вектором как $\tau_{\text{rad}}^0 = 3$ пс. Тем не менее, в исследуемом образце линейная температурная зависимость времени жизни экситонных состояний описывает экспериментальные температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ только при достаточно высоких температурах более 50 К (см. рис. 4, 5). При меньших температурах наилучшая подгонка определяется соотношением $\tau_A = 22\tau_0$, что соответствует значению 66 пс. Независимость радиационного времени жизни экситона от температуры в области малых температур свидетельствует о дискретной природе экситонного спектра, возможной при формировании локализованных состояний типа квантовых точек [17, 18], тогда как повышение температуры приводит к делокализации экситонных состояний и проявлению их двумерной природы.

4. Выводы и заключение. Полученные результаты, несмотря на ряд упрощений, используемых при выполненном анализе экспериментальных данных, позволяют сделать общее заключение о природе и основных свойствах 2D экситонных состояний в КЯ GaN/AlN монослойной толщины. В области низких температур наблюдается эффективная локализация экситонов, что, вероятнее всего, связано с наличием сравнительно слабого флуктуирующего потенциала, определяемого локальными изменениями кристаллической структуры одиночного GaN МС, происходящими на уровне добавления/замещения кластеров, состоящих из нескольких атомов, или даже одиночных атомов. Тем не менее, при увеличении энергии $k_B T$ выше характерной энергии локализации температурная зависимость времени излучательной рекомбинации приобретает линейный вид, свидетельствуя об эффективном перемещении экситонов в плоскости монослойной КЯ. Экстраполяция полученной зависимости дает при 300 К значение $\tau_A \sim 400$ пс. Наличие отщепленной группы запрещенных по спине темных экситонных состояний приводит к увеличению среднего времени жизни термализованных экситонов при 300 К до ~ 3 нс, что, тем не менее, остается рекордно малой величиной для полупроводниковых наноструктур.

Несмотря на “темную” природу нижнего экситонного состояния и большую величину обменного расщепления, исследуемые наноструктуры оказываются эффективными экситонными излучателями в суб-250 нм УФ спектральной области при температурах порядка и выше 300 К, что определяется достаточно эффективным термическим заполнением светлых экситонных состояний при условии высокой эффективности экситонного канала излучательной рекомбинации и сравнительно малой эффективности безызлучательных рекомбинационных процессов. Такое сочетание свойств делает монослойные КЯ на основе широкозонных нитридов элементов 3-й группы исключительно перспективными для применений в качестве активной области УФ-светоизлучающих приборов диапазона длин волн менее 250 нм.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 19-52-12057_ННИО_а и # 21-52-50004 ЯФ_а).

1. E. L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures*, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
2. C. Weisbuch, R. C. Miller, R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Solid State Commun.* **37**, 219 (1981).
3. B. Deveaud, F. Clérot, N. Roy, K. Satzke, B. Sermage, and D. S. Katzer, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2355 (1991).
4. K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 136805 (2010).
5. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 021001 (2018).
6. A. A. Toropov, E. A. Evropeitsev, M. O. Nestoklon, D. S. Smirnov, T. V. Shubina, V. Kh. Kaibyshev, G. V. Budkin, V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, S. Rouvimov, S. V. Ivanov, and B. Gil, *Nano Lett.* **20**, 158 (2020).
7. D. Bayerl, S. M. Islam, C. M. Jones, V. Protasenko, D. Jena, and E. Kioupakis, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 241102 (2016).
8. M. Kneissl and J. Rass, *III-Nitride Ultraviolet Emitters: Technology and Applications*, Springer Series in Materials Science, Springer, N.Y. (2016), v. 227.
9. X. Rong, X. Wang, S. V. Ivanov et al. (Collaboration), *Adv. Mater.* **28**, 7978 (2016).
10. V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, D. V. A. A. Toropov, E. A. Evropeitsev, V. I. Kozlovsky, V. P. Martovitsky, S. Rouvimov, and S. V. Ivanov, *Appl. Phys. Express* **11**, 091003 (2018).
11. S. M. Islam, K. Lee, J. Verma, V. Protasenko, S. Rouvimov, S. Bharadwaj, H. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 041108 (2017).
12. V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, and S. V. Ivanov, *Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production*, ed. by M. Henini, 2 ed., Elsevier Inc., San Diego (2018), p. 135.
13. O. Labeau, P. Tamarat, and B. Lounis, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 257404 (2003).
14. J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, and R. J. Elliott, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2337 (1987).
15. L. C. Andreani, F. Tassone, and F. Bassani, *Solid State Commun.* **77**, 641 (1991).
16. L. C. Andreani, *Optical Transitions, Excitons, and Polaritons in Bulk and Low-Dimensional Semiconductor Structures*, in *Confined Electrons and Photons*, NATO ASI Series, Series B: Physics, ed. by E. Burstein and C. Weisbuch, Springer, Boston MA (1995), v. 340.
17. D. S. Citrin, *Phys. Rev B* **47**, 3832 (1993).
18. H. Gottoh, H. Ando, and T. Takagahara, *J. Appl. Phys.* **81**, 1785 (1997).

Влияние структурной неоднородности и невзаимных эффектов во взаимодействии макрочастиц на динамические свойства плазменно-пылевого монослоя

Д. А. Колотинский⁺, В. С. Николаев^{+,*1)}, А. В. Тимофеев^{*,×}

⁺Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

^{*}Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 123458 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 января 2020 г.

После переработки 19 марта 2021 г.

Принята к публикации 20 марта 2021 г.

В работе исследованы динамические свойства квазидвумерной плазменно-пылевой структуры из идентичных отрицательно заряженных пылевых частиц. Взаимодействие частиц описывается с учетом асимметрии распределения электростатического потенциала вокруг них. Асимметрия вызвана присутствием потока ионов в области существования монослоя и приводит к нарушению взаимности эффективных взаимодействий частиц и невыполнению для них третьего закона Ньютона. Продemonстрировано, что динамические свойства плазменно-пылевого монослоя – кинетическая энергия частиц, амплитуда их тепловых колебаний, параметр неидеальности в системе – в общем случае обладают неоднородным пространственным распределением по структуре. При этом центральная область упорядоченного монослоя может являться как более, так и менее неидеальной, чем граничная, в зависимости от параметров пылевой плазмы. Этот уникальный эффект обусловлен тем, что в центре монослоя может возникать гибридная мода без плавления системы. Обсуждается, что характер неоднородности динамических свойств юкавовского монослоя и плазменно-пылевого существенно отличаются. Полученные результаты позволяют предложить качественно новый взгляд на динамические свойства сильнонеидеальных плазменно-пылевых систем.

DOI: 10.31857/S1234567821080048

Квазидвумерный плазменно-пылевой монослой представляет из себя сильнонеидеальную систему из конечного числа отрицательно заряженных макрочастиц, организованных в треугольную кристаллическую решетку в центральной области и в оболочечную структуру на периферии [1–3]. Обычно монослой наблюдают в плазме высокочастотного емкостного разряда, где заряженные пылевые частицы левитируют над поверхностью плоского электрода за счет баланса между вертикально направленными гравитационными и электростатическими силами. Исследования монослоя вызывают повышенный интерес, так как предоставляют возможность для изучения сложных кинетических явлений в твердых телах с использованием методов видеомикроскопии. К числу рассматриваемых явлений относятся плавление [2–8], диффузия [9, 10], пластические деформации [11], динамика дислокаций [12] и т.д. Такие исследования не только проливают свет на фундамен-

тальные свойства конденсированной материи, но и обнаруживают новые свойства, связанные с принципиально открытым характером плазменно-пылевых систем.

Важнейшим из таких свойств является эффективное невыполнение третьего закона Ньютона для взаимодействия пылевых частиц, которое выражается в нарушении симметрии действия и противодействия между ними [13–18]. Эта эффективная невзаимность сил взаимодействия между пылевыми частицами обусловлена передачей импульса от ионов пылевой компоненте и при определенных условиях может быть описана в рамках кильватерного потенциала [19, 20]. Он описывает взаимодействие в пылевой подсистеме, но рассчитывается с учетом вклада ионной подсистемы, которая является анизотропной вследствие эффектов ионной фокусировки в условиях плазменно-пылевых экспериментов [19, 21]. При этом простых аналитических выражений для описания кильватерного потенциала не получено. По этой причине при теоретическом анализе часто исполь-

¹⁾e-mail: vladislav.nikolaev@phystech.edu

зается упрощенная модель так называемого ионного фокуса (*ion focus*) [22–25]. В рамках этой модели в кильватере каждой пылевой частицы на фиксированном расстоянии от нее размещается виртуальный точечный заряд противоположного знака и с нулевой массой. Этот заряд не действует на “родительскую” частицу и на другие виртуальные заряды, при этом с соседними пылевыми частицами он взаимодействует. В связи с этим взаимодействие пылевых частиц в рамках такого модельного подхода становится невязанным, а динамика системы — негамильтоновой. Такая упрощенная модель позволяет проиллюстрировать невязанные эффекты и описать динамику пылевого монослоя на качественном уровне, однако параметры этой модели не допускают расчета через напрямую измеряемые в эксперименте параметры плазменно-пылевой системы. В данной работе расчет электростатического потенциала вокруг пылевой частицы опирается на более глубокий самосогласованный подход, основанный на прямом моделировании кинетики ионов.

Учет невязанных эффектов при описании плазменно-пылевого монослоя позволяет объяснить широкий набор доступных экспериментальных данных, в том числе, неравновесное плавление монослоя, вызванное неустойчивостью связанных мод [23, 26, 27]. В рамках модели ионного фокуса неустойчивость связанных мод обусловлена тем, что расстояние между областью ионного фокуса произвольной частицы 1 и соседней частицей 2 в общем случае отличается от расстояния между областью ионного фокуса частицы 2 и частицей 1. Этот геометрический эффект проиллюстрирован на рис. 1. Он приводит к резонансному связыванию горизонтального и вертикального движения соседних частиц и разогреву движения при достаточно слабом вертикальном конфайнменте.

Притом что влияние невязанности эффективных взаимодействий макрочастиц на структурные свойства [28–30] и плавление монослойной пылевой структуры [26, 31] детально исследовано, анализ динамических свойств системы в этих условиях представляет повышенный интерес. Наряду со структурными, динамические свойства измеряются в экспериментах и используются для диагностики поведения как отдельных частиц, так и всей системы.

В данной работе рассматривается влияние невязанности эффективных взаимодействий пылевых частиц на пространственное распределение динамических свойств в плазменно-пылевом монослое в условиях, характерных для лабораторных плазменно-пылевых экспериментов. Исследование

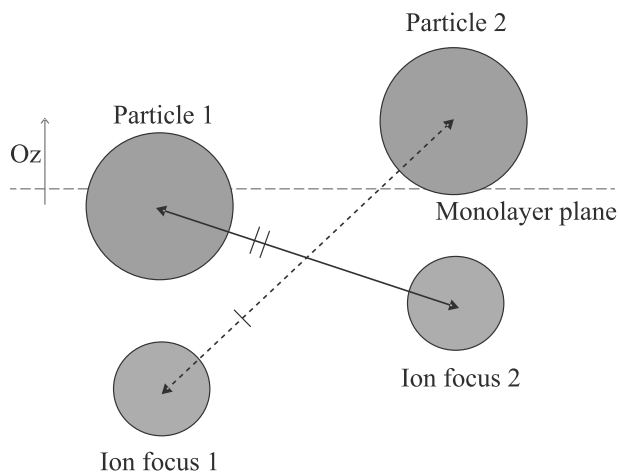


Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация невязанного характера взаимодействия пылевых частиц в рамках модели ионного фокуса

поведения частиц монослоя проводится при помощи численного решения уравнений движения пылевых частиц, аналогично методу классической молекулярной динамики. В отличие от большинства теоретических работ [24, 32–34], в которых взаимодействие пылевых частиц описывается экранированным кулоновским потенциалом, а ионный фокус моделируется точечным положительным зарядом, зафиксированным относительно частицы, в данной работе используется более глубокий подход к описанию взаимодействия. Распределение электростатического потенциала вокруг пылевой частицы рассчитывается из прямого моделирования кинетики ионов методом частиц в ячейках. Такой подход к расчету электростатического потенциала является самосогласованным и позволяет исключить из математической модели дополнительные параметры, описывающие ионный фокус. Вместо этого становится возможным вычислить потенциал взаимодействия через параметры, получаемые в лабораторном эксперименте. Как и в подходе с точечным положительным зарядом, распределение электростатического потенциала вокруг пылевых частиц в данной работе полагается неизменным на протяжении расчета и вычисляется на нулевом шаге интегрирования уравнений движения. При расчете сил, действующих на каждую пылевую частицу, делаются следующие предположения:

1. Электрический потенциал в области монослоя без учета электростатической ловушки может быть представлен как линейная суперпозиция потенциалов уединенных пылевых частиц.

2. Время релаксации распределения ионов и электростатического потенциала при изменении конфигурации пылевой системы намного меньше минимального характерного времени динамики пылевых частиц.
3. Соседние частицы слабо изменяют траектории ионов вблизи положений друг друга.

На основании этих предположений сила межчастичного взаимодействия в данной работе вычисляется через градиент электростатического потенциала. При этом сила взаимодействия частиц с возмущенным ими потоком ионов – сила ионного увлечения [35, 36] – считается независимой от времени и положения частиц и не учитывается при расчете их динамики. Аналогичный подход к расчету межчастичного взаимодействия используется в работах [30, 37].

Выбор параметров плазменно-пылевой системы сделан в соответствии с характерными условиями лабораторных экспериментов, в которых исследуется монослой [1–3, 13, 26]. Предполагается, что плазма создается в аргоне при давлении $P = 136$ мТорр и температуре $T_{\text{Ar}} = 300$ К. Температура ионов в первом приближении считается совпадающей с температурой нейтральной компоненты $T_i = T_{\text{Ar}}$. Температура электронов в плазме принимается равной $T_e = 2.58$ эВ ($T_e/T_i = 100$), концентрация заряженной компоненты – $n_{i(e)} = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Такой температуре и концентрации электронов соответствует величина электронного дебаевского радиуса $r_{\text{De}} = 260$ мкм и константы экранировки $\kappa = 38 \text{ см}^{-1}$. В первом приближении именно электронный дебаевский радиус определяет экранировку потенциала пылевых частиц при наличии потока ионов со скоростью больше Бомовской в области существования монослоя. Заряд пылевой частицы оценивается в первом приближении как $Q = 23000$ элементарных зарядов для частицы радиусом $a = 4.41$ мкм и массой $m = 5.43 \cdot 10^{-10}$ г.

Перейдем к описанию схемы расчета электростатического потенциала. Потенциал рассчитывается самосогласованно из моделирования кинетики ионов методом частиц в ячейках [38]. В данном расчете учитывается внешнее электрическое поле и ион-нейтральные столкновения по механизму резонансной перезарядки [39]. Этот механизм является доминирующим в плазме газового разряда при низких давлениях [40]. Учет внешнего электрического поля и ион-нейтральных столкновений приводит к отклонению функции распределения ионов от распределения Максвелла. Такое отклонение характерно для приэлектродной области разряда и изменяет

структуру хвоста потенциала вокруг пылевой частицы [41, 42]. Предполагается, что электроны в расчете имеют распределение Больцмана. Также при расчете потенциала пылевая частица заменяется точечным зарядом. Система уравнений для моделирования кинетики ионов записывается следующим образом:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi e \left[n_i - n_e \exp \left(-\frac{e\varphi}{k_B T_e} \right) + Q\delta(\mathbf{r}) \right], \quad (1)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\nabla\varphi + \mathbf{E}_0|e|, \quad (2)$$

где φ – электростатический потенциал, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функция, m_i – масса ионов, $\mathbf{E}_0$ – внешнее электрическое поле. Система уравнений Пуассона–Больцмана (1) и Ньютона (2) описывает динамику ионов в самосогласованном электростатическом потенциале. Ион-нейтральные столкновения учитываются с помощью метода Монте-Карло [43]. Данная система уравнений численно решается с помощью программного пакета SORTIC [44].

Карта рассчитанного электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы представлена на рис. 2. Вблизи пылевой частицы потенци-

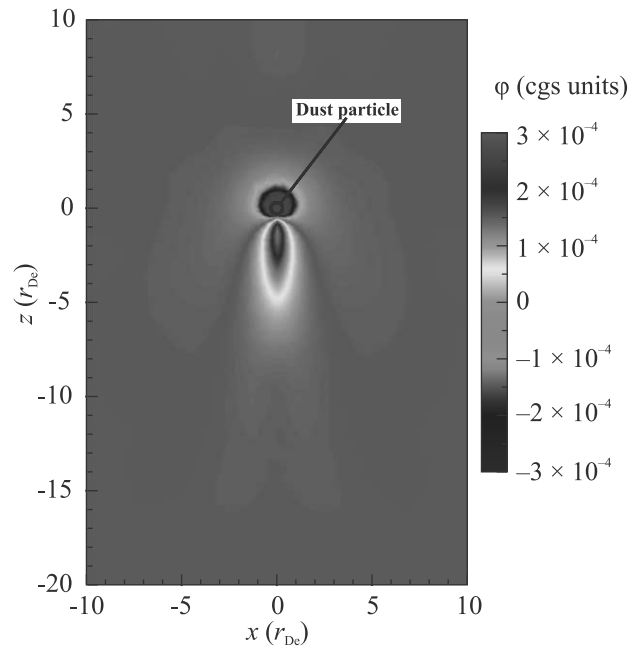


Рис. 2. (Цветной онлайн) Карта анизотропного электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы в плазме газового разряда. Поток ионов направлен сверху вниз

ал отрицательный. В то же время, за пылевой частицей по направлению потока ионов вследствие яв-

ления ионной фокусировки появляется область положительного потенциала. Проверено, что для рассматриваемых параметров пылевой плазмы распределение электростатического потенциала, рассчитанное для двух пылевых частиц, расположенных на одной высоте, незначительно отличается от суперпозиции потенциалов, рассчитанных для уединенных частиц. В связи с этим для исследования свойств однослойной пылевой структуры используется распределение электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы. Отметим, что используемый в данной работе подход для расчета потенциала межчастичного взаимодействия позволяет учитывать коллективную силу ионного увлечения, описанную в [45]. Эта сила зависит от расстояния между пылевыми частицами и в плотных системах оказывается сравнимой с весом частицы. Для рассматриваемых в данной работе параметров плазменно-пылевой системы она составляет около 10 % от веса пылевой частицы. Сила ионного увлечения, действующая на уединенную пылевую частицу, для рассматриваемых параметров оказывается пренебрежимо малой, поэтому в расчетах динамики монослоя она не учитывается.

Перейдем к исследованию динамических свойств монослойной пылевой структуры. Она содержит 10^3 частиц. Их радиус, масса и заряд совпадают со значениями, используемыми при расчете электростатического потенциала. Удержание одноименно заряженных пылевых частиц от разлета в горизонтальном направлении происходит за счет дополнительного центрального потенциала, имеющего параболический профиль: $U_{\text{trap}} = \alpha(x_i^2 + y_i^2)/2$. В вертикальном направлении конфайнмент описывается аналогичным соотношением: $U_{\text{vert}} = \beta z_i^2/2$. Такой подход к описанию удерживающего потенциала используется во многих работах по численному моделированию монослоя [6, 24, 46]. Значение $\alpha = 1.3 \cdot 10^{-2}$ ед. СГСЭ выбрано таким образом, чтобы обеспечить соответствующее лабораторным экспериментам [1–3] межчастичное расстояние в системе: $\Delta = 260$ мкм в центральной области и на 85 % большее – на периферии. При этом параметр экранировки $\kappa\Delta$ изменяется от 1.00 в центре до 1.85 в краевой области монослоя. В свою очередь, выбор значения $\beta = 800\alpha$ обеспечивает возможность развития в системе неустойчивости связанных мод (НСМ) и наблюдения аномально-разогрева движения пылевых частиц [23, 24, 27]. При таком значении β частота колебаний частиц в вертикальном направлении $\omega_v = \sqrt{\beta Q/m}$ не превышает величины $3.5\sqrt{Q^2/m\Delta^3}$ в центре монослоя. В связи с этим выполняется необходимое условие для

пересечения продольной горизонтальной и поперечной вертикальной мод колебаний частиц и появления при определенных условиях НСМ.

Для ясности напомним, что вызываемое НСМ плавление двумерного плазменно-пылевого кристалла не является объектом исследования в данной работе. Динамические свойства монослоя рассматриваются для упорядоченного состояния системы, в котором, тем не менее, связанные с НСМ особенности могут присутствовать. По этой причине выбрано высокое значение давления нейтрального газа – 136 мТорр, или около 18 Па. Соответствующее такому давлению значение коэффициента трения нейтрального газа можно оценить из формулы [11, 47]:

$$\gamma = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} \frac{a^2 P}{v_n m}, \quad (3)$$

где v_n – тепловая скорость нейтральных частиц. Используемое в работе значение $\gamma = 7.5 \text{ с}^{-1}$.

С учетом всего вышесказанного, уравнение движения, которое численно решается для каждой пылевой частицы, выглядит следующим образом:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -Q\nabla U_{\text{trap}} - Q\nabla U_{\text{vert}} - Q\nabla \sum_j \varphi(r_{ij}) - m\gamma \dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{L}_i, \quad (4)$$

где $\mathbf{L}_i$ – изотропная случайная сила, действующая на частицу за счет столкновений с атомами нейтрального газа. Математически последние два слагаемых в уравнении эквивалентны действию Ланжевеновского термостата при температуре 300 К. Шаг интегрирования уравнений движения выбран равным 10^{-5} с и составляет 10^{-3} от характерной обратной частоты колебаний частиц в системе $\sqrt{m\Delta^3/Q}$. Длина траекторий, по которым усредняются необходимые параметры, не менее 20 с.

Рассматриваемый монослой имеют типичную структуру: в центре частицы организованы в треугольную решетку, на периферии – в концентрические оболочки. Радиус монослоя составляет 5.5 мм. Ввиду его сильной пространственной неоднородности, для расчета его свойств используется локальное приближение. Если возможно, параметры рассчитываются для каждой отдельной частицы, например, в случае среднеквадратичного отклонения от положения равновесия и расстояния до ближайших соседей. В остальных случаях усреднение делается по близким к однородным подсистемам – кольцам малой толщины, в которых частицы находятся в эквивалентных условиях. Этот подход применяется лишь в нескольких теоретических работах [48, 49], при этом вполне соответствует эксперименталь-

ным возможностям по анализу структурных и динамических свойств монослоя [50].

Одной из важных обнаруженных особенностей рассматриваемого плазменно-пылевого монослоя является пространственно неоднородный характер аномального разогрева движения пылевых частиц. Он продемонстрирован на рис. 3. На периферии системы

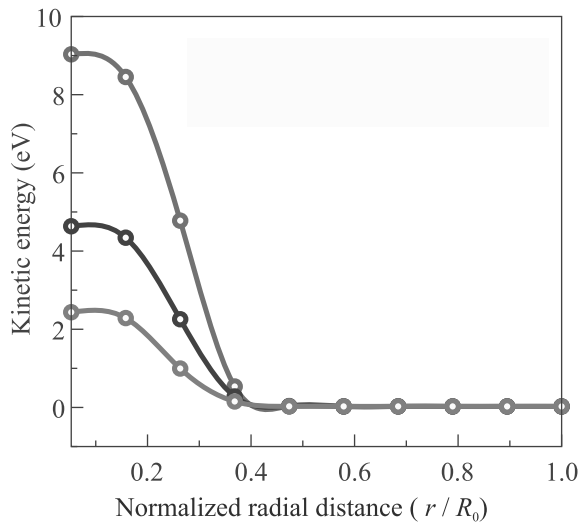


Рис. 3. (Цветной онлайн) Радиальные профили средней кинетической энергии частиц в монослое с невзаимным характером взаимодействия между частицами. Красная кривая соответствует энергии движения частиц в вертикальной плоскости, голубая – в горизонтальной плоскости, черная кривая соответствует полной кинетической энергии частиц. Значение кинетической энергии каждой частицы усредняется отдельно

в плоскости монослоя частицы совершают движение со средней кинетической энергией, соответствующей комнатной температуре. Она определяется взаимодействием с термостатом. Одновременно с этим в центральной области системы энергия внутриплоскостного движения частиц больше на порядок, чем на периферии, а внеплоскостного – на два порядка. При этом упорядоченность монослоя не нарушается, обмена частицами между ячейками не наблюдается. Такой режим существования монослоя описан впервые: разогретая за счет влияния невзаимных эффектов центральная область системы стационарно сосуществует с находящейся в тепловом контакте с термостатом периферийной. При уменьшении коэффициента трения в системе возникает фронт плавления, обусловленный НСМ. Напомним, в рассматриваемых в данной работе условиях НСМ не развивается.

Сильно неоднородный профиль средней кинетической энергии частиц приводит к пространственной неоднородности других параметров. Среди них –

среднеквадратичное отклонение частиц от положения равновесия, т.е. амплитуда тепловых колебаний, и параметр неидеальности, который рассчитывается в локальном приближении по формуле [51]:

$$\Gamma = \frac{Q^2}{\Delta k T_{\text{hor}}} \exp(-\kappa \Delta) \left(1 + \kappa \Delta + \frac{\kappa \Delta}{2} \right), \quad (5)$$

где T_{hor} – средняя локальная энергия внутриплоскостного движения. Поведение этих характеристик показано на рис. 4. Параметр неидеальности в цен-

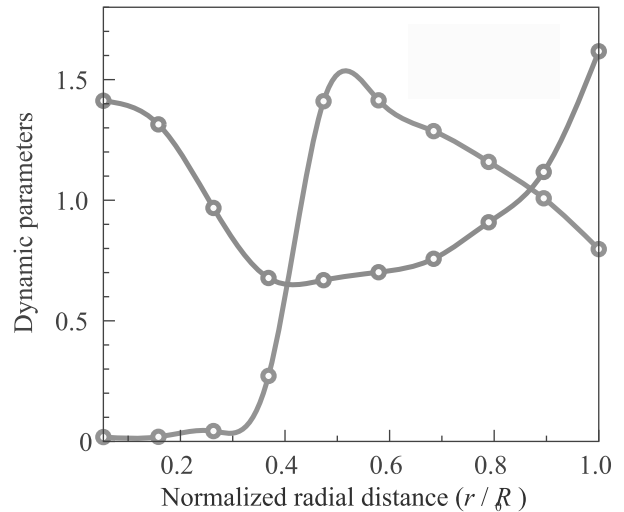


Рис. 4. (Цветной онлайн) Радиальные профили параметра неидеальности – зеленая кривая – и амплитуды тепловых колебаний частиц – фиолетовая кривая – в плазменно-пылевом монослое с невзаимным характером взаимодействия частиц. Оба параметра приведены в виде отношения к значению, усредненному по всей структуре

тре монослоя имеет значение, практически на три порядка меньше, чем на периферии: кинетическая энергия частиц велика. С увеличением радиального расстояния кинетическая энергия падает, что приводит к росту параметра неидеальности. На периферии системы его рост сменяется падением: при практически одинаковой средней кинетической энергии увеличивается расстояние между частицами. Амплитуда тепловых колебаний частиц в первом приближении связана с параметром неидеальности обратным образом, по этой причине ее радиальный профиль ведет себя противоположно.

Важным является вопрос не только о величине средней кинетической энергии частиц, но и о распределении частиц по скоростям в центральной и периферийной областях системы ввиду существенного различия их свойств. Распределение частиц по скоростям в различных областях системы показано на

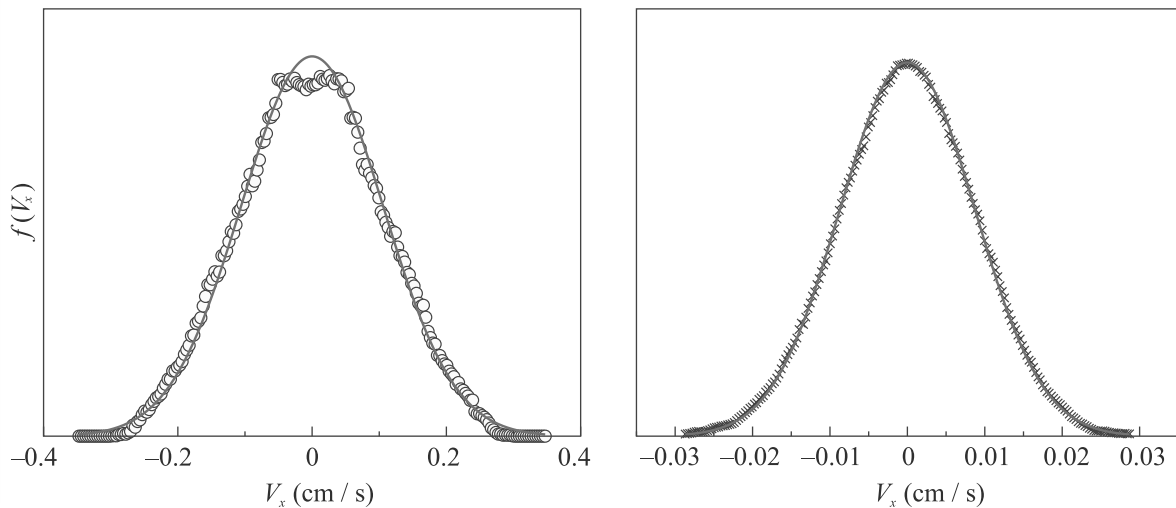


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение частиц по скоростям в плоскости монослоя в двух областях системы. Слева показано распределение по скоростям для центральной области, справа — для периферии структуры. Полыми кругами обозначены точки, полученные по результатам моделирования для центральной области, черными крестами обозначены точки для периферии структуры. Красные кривые показывают аппроксимацию полученных точек распределением Максвелла с параметром, равным средней кинетической энергии частиц в подсистеме

рис. 5. Распределение скоростей частиц в плоскости монослоя на его внешних оболочках соответствует максвелловскому при температуре 300 К. Величина мгновенной энергии движения частиц флуктуирует около среднего значения, равного температуре термостата. В то же время, в центральной области системы распределение заметным образом отличается от максвелловского как при малых скоростях, так и в “хвосте”. Из этого следует вывод, что измеренная величина средней кинетической энергии в центре монослоя в первом приближении не соответствует параметру температуры в распределении Максвелла, что указывает на протекание неравновесного процесса, вызванного невязанными эффектами.

Особенности протекающего неравновесного процесса проиллюстрированы на временной зависимости кинетической энергии частиц в центре системы на рис. 6. В отличие от термодинамических флуктуаций величины энергии, которых следовало бы ожидать в равновесном случае, энергия движения пылинки как в плоскости монослоя, так и в перпендикулярном ей направлении изменяется периодически с частотой $2f_{\text{center}} = 110$ Гц. При этом частицы совершают колебания с временной частотой $f_{\text{center}} = 55$ Гц. Амплитуда колебаний и усредненная за период колебаний величина кинетической энергии частиц не выходят на стационарное значение в ходе расчета. Однако расхожимость этих параметров не наблюдается, они изменяются в ограниченном диапазоне значений. Например, значение энергии внутри-

плоскостного движения частиц на протяжении всего расчета изменяется немонотонно и остается в диапазоне 1–5 эВ. Столь необычный процесс, стационарно поддерживаемый в центральной области за счет интенсивного взаимодействия частиц с ионным следом, имеет объяснение: совпадение частот вертикальных и горизонтальных колебаний частиц указывает на возникновение *гибридной моды* [27].

Напомним, гибридная мода часто является индикатором развития НСМ [23, 24]. Она возникает в некоторой близости от пересечения продольной горизонтальной и поперечной вертикальной дисперсионных ветвей колебаний решетки плазменно-пылевого монослоя. Пересечение ветвей приводит к появлению резонансной связи между ними и запуску экспоненциального роста кинетической энергии в центральной области системы, где плотность частиц наибольшая. Это происходит по той причине, что, в отличие от остальных колебательных мод в структуре, гибридная мода имеет инкремент затухания, превышающий скорость диссипации за счет трения. Этот эффект многократно подтвержден экспериментально [23, 26, 27]. Особенностью нашей работы является рассмотрение режима существования монослоя, в котором появление гибридной моды не запускает НСМ, а влияет на свойства монослоя еще в упорядоченном состоянии, вдали от плавления. Отсутствие плавления в системе проверяется посредством анализа парной корреляционной функции как для всей системы, так и отдельно для ее центральной области.

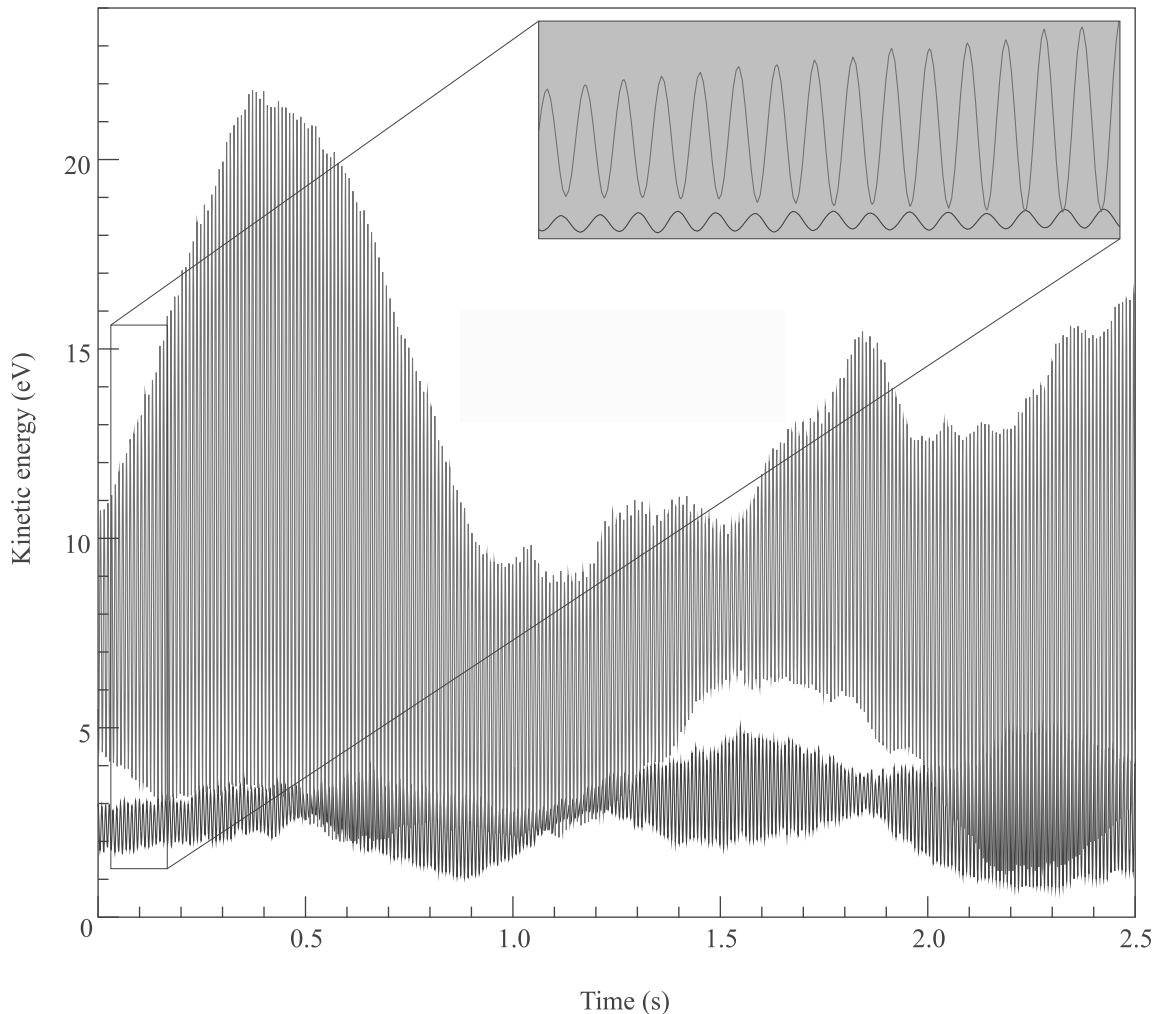


Рис. 6. (Цветной онлайн) Временная зависимость кинетической энергии частиц, находящихся в центральной области монослоя. Нулевой момент времени на графике соответствует 30 расчетным секундам с момента начала уравнивания системы. Красным цветом обозначена энергия внеплоскостного движения, черным цветом — внутриплоскостного. В голубую рамку помещена кривая для более короткого временного интервала для наглядной демонстрации колебательного характера зависимости

Сделанный вывод о возникновении в центральной области системы гибридной моды подтверждается на основании численных оценок и анализа спектров автокорреляционных функций скорости для различных областей системы. Спектры показаны на рис. 7. На периферии спектр колебаний частиц совпадает с характерным для классического юкавовского монослоя. В то же время, для центра системы в спектре колебаний преобладает одна гармоника, соответствующая гибридной моде, причем как для колебаний в плоскости монослоя, так и для колебаний в перпендикулярном направлении. Частота этой гармоники $2\pi f_{\text{center}}$ в 3 раза больше частоты продольной моды $\sqrt{Q^2/m\Delta^3}$ и составляет 0.75 от частоты вертикального конфайнмента $\sqrt{\beta Q/m}$, что соответствует

характерным значениям для гибридной моды. При этом колебания частиц в соседних рядах совершаются в противофазе, что объясняется близостью волнового числа гибридного режима к $k_{\text{hyb}}\Delta = \pi$ [52].

Описанный эффект, при котором упорядоченная центральная область, находящаяся в гибридном режиме, сосуществует с периферийной, находящейся в тепловом равновесии со средой, обнаружен нами и в модельном подходе к описанию ионного следа, так называемой модели точечного ионного фокуса (*point-wake model*) [6, 24, 32–34]. В этом случае взаимодействие между пылевыми частицами описывается юкавовским потенциалом, а ионный фокус моделируется дополнительным точечным положительным зарядом, находящимся на фиксированном рас-

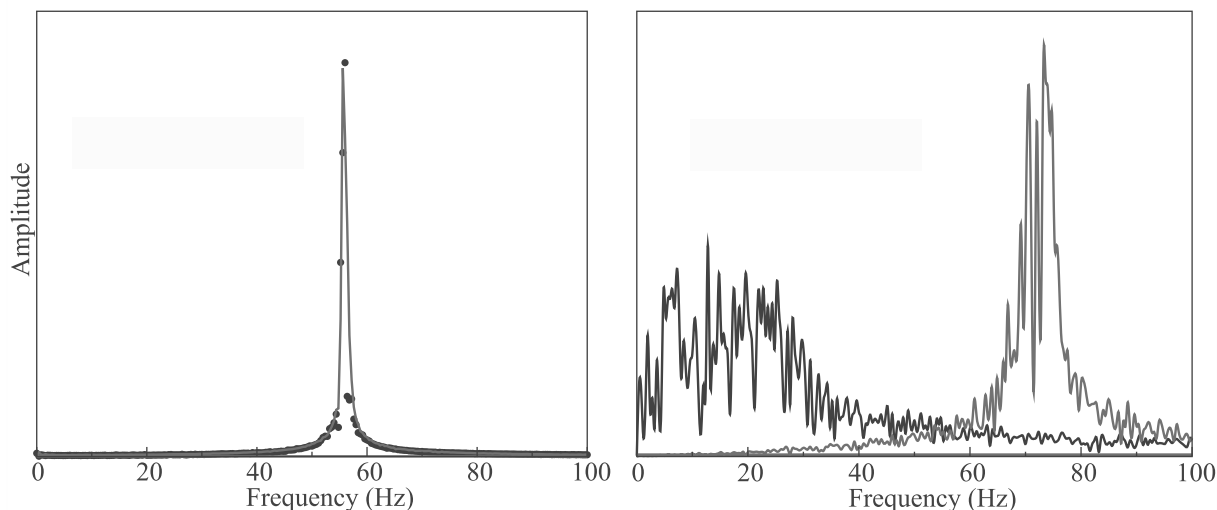


Рис. 7. (Цветной онлайн) Амплитудно-частотные характеристики горизонтальных и вертикальных колебаний пылевых частиц, полученные как Фурье-преобразование автокорреляционной функции скорости для соответствующих направлений. Черные кривые соответствуют спектрам горизонтальных колебаний частиц, красные кривые — спектрам вертикальных колебаний. Слева представлены спектры для центральной области, где явно различим один пик, соответствующий гибридной моде. Справа представлены спектры для частиц на периферии системы

стоянии строго под каждой отдельной частицей. При типичных значениях заряда точечного ионного фокуса $q/Q = 0.2$ и расстояния между фокусом и частицей в вертикальном направлении $h_z/\Delta = 0.28$ аналогичный режим обнаружен при неизменных остальных параметрах системы. Зависимости, представленные на рис. 3–7, имеют аналогичный вид.

Отметим, что обсуждаемые динамические свойства монослоя значительно различаются для случаев сильной и слабой невзаимности во взаимодействии частиц. Ситуация со слабой невзаимностью может быть реализована при достаточно малой плотности пылевых частиц, высоком давлении разрядного газа или высокой мощности разряда. Свойства такого “классического” монослоя детально рассмотрены в нескольких теоретических работах [10, 48, 49]. При этом определяющей особенностью системы оказывается ее структурная неоднородность, вызванная действием удерживающего центрального конфайнмента. Она приводит к уменьшению плотности частиц с удалением от центра структуры, что, в свою очередь, влияет и на степень упорядоченности подсистем. В отличие от рассмотренной системы с невзаимными взаимодействиями, в “классическом” монослое параметр неидеальности монотонно спадает к периферии, а амплитуда тепловых колебаний частиц — напротив, монотонно увеличивается. При повышении температуры системы это может приводить к возникновению необычного явления — “волны плавления”, распространяющейся от края к центру структуры [49].

Таким образом, совокупное действие невзаимных эффектов и структурной неоднородности, присутствующих в плазменно-пылевом монослое, может приводить к существенному отличию его динамических свойств от свойств классической юкавовской системы. Впервые показано, что динамические свойства монослоя — кинетическая энергия пылевых частиц, параметр неидеальности, среднее квадратичное отклонение частиц от положения равновесия — при определенных параметрах пылевой плазмы распределены по системе пространственно неоднородно. В центральной области монослоя энергия движения частиц существенно выше, чем на периферии. В то время, как периферийная подобласть находится в близком к равновесному тепловому контакте с окружающей средой, динамика центральной области определяется гибридной модой. При этом в рассматриваемых условиях возникновение гибридной моды не приводит к экспоненциальному развитию неустойчивости связанных мод. Система продолжает существовать в упорядоченном состоянии вдали от плавления. Полученные результаты представляют большую важность для исследования систем с невзаимным характером межчастичных взаимодействий.

1. H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
2. H. Thomas and G.E. Morfill, Nature **379**, 6868 (1996).

3. A. V. Ivlev, U. Konopka, G. Morfill, and G. Joyce, *Phys. Rev. E* **68**, 2 (2003).
4. C. L. Chan, W. Y. Woon, and I. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 220602 (2004).
5. O. S. Vaulina, I. E. Drangevski, X. G. Adamovich, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 19 (2006).
6. S. O. Yurchenko, E. V. Yakovlev, L. Couëdel, N. P. Kryuchkov, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, A. Yu. Kislov, P. V. Ovcharov, K. I. Zaytsev, E. V. Vorob'ev, G. E. Morfill, and A. V. Ivlev, *Phys. Rev. E* **96**, 043201 (2017).
7. V. Nosenko, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **87**, 043115 (2013).
8. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, *Phys. Plasmas* **28**, 033704 (2021).
9. S. I. Popel, G. E. Morfill, P. K. Shukla, and H. Thomas, *J. Plasma Phys.* **79**, 6 (2013).
10. H. Totsuji, *Phys. Plasmas* **8**, 1856 (2001).
11. В. Е. Фортгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, *УФН* **174**, 5 (2004).
12. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, G. E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 025002 (2007).
13. E. A. Lisin, O. F. Petrov, E. A. Sametov, O. S. Vaulina, K. B. Statsenko, M. M. Vasiliev, J. Carmona-Reyes, and T. W. Hyde, *Sci. Rep.* **10**, 1 (2020).
14. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. И. Момот, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, *ЖЭТФ* **132**, 4 (2007).
15. S. V. Vladimirov, S. A. Maierov, and O. Ishihara, *Phys. Plasmas* **10**, 10 (2003).
16. В. В. Решетняк, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, *ЖЭТФ* **154**, 6 (2018).
17. О. С. Ваулина, И. И. Лисина, Е. А. Лисин, *ЖЭТФ* **148**, 4 (2015).
18. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1147**, 012109 (2019).
19. S. V. Vladimirov and M. Nambu, *Phys. Rev. E* **52**, R2172 (1995).
20. G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, M. V. Salnikov, A. Rostom, M. M. Vasiliev, and O. F. Petrov, *Phys. Rev. E* **95**, 6 (2017).
21. V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **54**, 4155 (1996).
22. В. А. Швейгерт, М. С. Обрехт, *Письма в ЖТФ* **21** 10 (1995).
23. S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, *Phys. Plasmas* **16**, 083706 (2009).
24. L. Couëdel, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, V. Nosenko, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, *Phys. Plasmas* **18**, 083707 (2011).
25. P. Ludwig, W. J. Miloch, H. Kählert, and M. Bönitz, *New. J. Phys.* **14**, 053016 (2012).
26. A. V. Ivlev, V. Nosenko, and T. B. Röcker, *Contrib. Plasma Phys.* **55**, 35 (2015).
27. A. V. Ivlev and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **63**, 016409 (2000).
28. A. Melzer, V. A. Schweigert, and A. Piel, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3194 (1999).
29. A. A. Samarian, S. V. Vladimirov, and B. W. James, *Phys. Plasmas* **12**, 022103 (2005).
30. А. М. Игнатов, *Физика плазмы* **46**, 4 (2020).
31. O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, O. S. Vaulina, K. B. Stacenko, E. V. Vasilieva, E. A. Lisin, Y. Tun, and V. E. Fortov, *EPL* **111**, 4 (2015).
32. A. Melzer, V. A. Schweigert, and I. V. Schweigert, *Phys. Rev. E* **54**, R46 (1996).
33. A. V. Ivlev and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **63**, 026412 (2001).
34. V. V. Yaroshenko, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **71**, 046405 (2005).
35. I. H. Hutchinson and C. B. Haakonsen, *Phys. Plasmas* **20**, 083701 (2013).
36. S. Khrapak, A. Ivlev, G. Morfill, and H. Thomas, *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002).
37. G. Joyce, M. Lampe, and G. Ganguli, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29**, 238 (2001).
38. V. V. Serikov, S. Kawamoto, and K. Nanbu, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **84**, 1389 (1999).
39. T. P. Grozdanov and R. K. Janev, *Phys. Rev. A* **17**, 880 (1998).
40. A. V. Phelps, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **20**, 557 (1991).
41. R. Kompaneets and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **93**, 063201 (2016).
42. S. Sandar, *Phys. Plasmas* **1702**, 07152 (2017).
43. V. Vahedi and M. Surendra, *Comput. Phys. Commun.* **87**, 179 (1995).
44. I. H. Hutchinson, *Phys. Plasmas* **18**, 032111 (2011).
45. А. М. Игнатов, *Физика плазмы* **45**, 9 (2019).
46. T. B. Röcker, L. Couëdel, S. K. Zhdanov, V. Nosenko, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, *EPL* **106**, 4 (2014).
47. А. В. Тимофеев, В. С. Николаев, В. П. Семенов, *ЖЭТФ* **157**, 1 (2020).
48. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, *Phys. Plasmas* **26**, 073701 (2019).
49. Б. А. Клумов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 11 (2019).
50. M. Nariprasad, P. Bandyopadhyay, G. Agora, and A. Sen, *Phys. Plasmas* **25**, 123704 (2018).
51. O. Vaulina and X. Koss, *Phys. Rev. E* **92**, 042155 (2015).
52. Л. Кедель, В. Носенко, С. Жданов, А. В. Ивлев, И. Лаут, Е. В. Яковлев, Н. П. Крючков, П. В. Овчаров, А. М. Липаев, С. О. Юрченко, *УФН* **189**, 10 (2019).

Связанные состояния отталкивающихся адсорбированных атомов

А. В. Максимычев⁺, Л. И. Меньшиков⁺⁺¹⁾, П. Л. Меньшиков⁺⁺

⁺Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

⁺⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 января 2021 г.

После переработки 14 января 2021 г.

Принята к публикации 12 марта 2021 г.

Рассмотрено взаимодействие двух медленных атомов, адсорбированных на поверхности. Показано, что, аналогично ефимовским состояниям трёх частиц, при любом знаке длины рассеяния у этой системы имеется связанное состояние.

DOI: 10.31857/S123456782108005X

В некоторых исследованиях, например, в опытах с двумерными атомными бозе-конденсатами [1–3], возникает вопрос о теоретическом описании разреженного газа атомов, адсорбированных на поверхности некой конденсированной среды (в упомянутых работах это жидкий гелий). В нашей статье рассмотрена пара таких атомов с массой m .

Пренебрегая ангармонизмами, что верно при достаточно низкой температуре, рассмотрим сначала осцилляторное приближение для энергии взаимодействия атома с поверхностью: $u(x) = m\omega^2 x^2/2$, где ось x направлена перпендикулярно поверхности и $x = 0$ соответствует положению равновесия адсорбированного атома. Далее используем единицы, в которых $\hbar = m = \omega = 1$.

Длина рассеяния a является единственным параметром, который определяет взаимодействие двух атомов при низкой энергии [4]. Имея это в виду, будем описывать их взаимодействие по методу потенциалов нулевого радиуса [5], т.е. на волновую функцию (ВФ) пары атомов $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ налагаем граничное условие

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{1}{r\psi} \frac{d(r\psi)}{dr} \right] = \gamma. \quad (1)$$

Здесь $\gamma = -1/a$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = (x, \boldsymbol{\rho})$, $x = x_1 - x_2$, $\boldsymbol{\rho} = (y_1 - y_2, z_1 - z_2)$ – двумерный вектор, характеризующий относительное движение атомов вдоль поверхности.

При $\gamma < 0$ у пары атомов в свободном трехмерном пространстве имеется одно связанное S -состояние с энергией связи

$$\varepsilon = -\gamma^2. \quad (2)$$

При $\gamma > 0$ связанных состояний нет, что мы будем

называть отталкиванием. Напомним, откуда получается последнее утверждение.

Потенциал нулевого радиуса, который удовлетворительно описывает, например, дейтрон или отрицательный ион водорода, действует только в точке его расположения $\mathbf{r} = 0$. В этих двух примерах имеется слабосвязанное состояние двух частиц. При $\mathbf{r} \neq 0$ частица движется свободно и ее ВФ удовлетворяет уравнению $(\Delta - \gamma^2)\psi(\mathbf{r}) = 0$, решение которого с учетом граничного условия (1) имеет вид $\psi = \text{const} \cdot \exp(\gamma r)/r$. Отсюда видно, что ВФ волновая функция удовлетворяет обязательному для связанного состояния условию нормировки $\int d^3r \psi^2 = 1$ только при $\gamma < 0$.

Атомы в нашей модели свободно движутся вдоль поверхности, поэтому далее для удобства рассмотрим движущуюся вдоль поверхности систему центра инерции, в которой суммарный импульс атомов равен нулю. Гамильтониан системы равен:

$$\hat{H} = \hat{h}_0(x_1) + \hat{h}_0(x_2) + \hat{V}(r).$$

Здесь

$$\hat{h}_0(x) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} x^2, \quad (3)$$

а $\hat{V}(r)$ – энергия взаимодействия атомов, которая описывается наложением на ВФ условия (1). Переменные разделяются в координатах $X = (x_1 + x_2)/2$, $x = x_1 - x_2$:

$$\hat{H} = \hat{H}_{CM}(X) + \hat{h}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{H}_{CM}(X) &= -\frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial X^2} + X^2, \\ \hat{h}(\mathbf{r}) &= -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + u(\mathbf{r}) + \hat{V}(r), \end{aligned} \quad (5)$$

¹⁾e-mail: mleonid1954@mail.ru

где $u(\mathbf{r}) = x^2/4$.

Нас интересует связанное состояние пары атомов, возможность существования которого определяется гамильтонианом их относительного движения $\hat{h}(\mathbf{r})$, поэтому далее отбрасываем гамильтониан $\hat{H}_{CM}(X)$, описывающий движение центра масс.

Теперь требуется решить уравнение

$$\hat{h}(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) = \left(\frac{1}{2} - \kappa^2\right)\psi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где

$$\varepsilon = -\kappa^2 \quad (7)$$

– искомый уровень энергии связанного состояния пары атомов, отсчитанный от нижнего уровня энергии $1/2$ колебаний относительного положения атомов вдоль x . Параметр κ находится из уравнения (1).

Известно [5], что при поиске связанного состояния решение (6) можно искать в виде

$$\psi(\mathbf{r}) \propto G(\mathbf{r}), \quad (8)$$

где $G(\mathbf{r})$ – функция Грина, удовлетворяющая уравнению

$$\left[-\Delta_{\mathbf{r}} + u(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} + \kappa^2\right]G(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}).$$

Его решение имеет вид:

$$G(\mathbf{r}) = \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} Q(x),$$

где $Q(x)$ удовлетворяет уравнению:

$$\left[\hat{h}_1(x) + \lambda\right]Q(x) = \delta(x)$$

при $\lambda = -1/2 + \kappa^2 + p^2$ и $\hat{h}_1(x) = -d^2/dx^2 + x^2/4$. Применяя преобразование Лапласа по “времени” τ к уравнению

$$\left[\hat{h}_1(x) + \frac{\partial}{\partial\tau}\right]\bar{Q}(x, \tau) = 0 \quad (9)$$

с начальным условием $\bar{Q}(x, 0) = \delta(x)$, получаем:

$$Q(x) = \int_0^\infty d\tau e^{-\lambda\tau} \bar{Q}(x, \tau).$$

Прямой проверкой убеждаемся, что решение (9) с указанным начальным условием имеет вид

$$\bar{Q}(x, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi \sinh \tau}} \exp\left(-\frac{1}{4}x^2 \coth \tau\right).$$

С целью получения аналитического выражения перед подстановкой (8) в (1) можно положить $x = 0$, что дает

$$\begin{aligned} \psi(\rho) \propto G(\rho) &= \\ &= \frac{1}{2(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau \sqrt{1 - \exp(-2\tau)}} \exp\left(-\kappa^2\tau - \frac{\rho^2}{4\tau}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

При $\rho \rightarrow \infty$ интеграл вычисляется по методу перевала, что дает зависимость $\psi(\rho) \propto e^{-\kappa\rho}/\rho$, подтверждающую существование связанного состояния.

Для исследования поведения $\psi(\rho)$ при $\rho \rightarrow 0$ перепишем (10) в виде $G(\rho) = G_1 + G_2$, где

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{1}{8\pi^{3/2}} \int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} \exp\left(-\kappa^2\tau - \frac{\rho^2}{4\tau}\right) = \\ &= \frac{1}{4\pi\rho} e^{-\kappa\rho} \approx \frac{1}{4\pi\rho} - \frac{\kappa}{4\pi}, \\ G_2 &= \frac{1}{2(2\pi)^{3/2}} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau} \exp(-\kappa^2\tau) \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \exp(-2\tau)}} - \frac{1}{\sqrt{2\tau}} \right]. \end{aligned}$$

Из этих выражений и (1) получаем уравнение для нахождения параметра κ , определяющего по формуле (7) энергию связанного состояния:

$$f(\kappa) = \gamma, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} f(\kappa) &= -\kappa + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau} e^{-\kappa^2\tau} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \exp(-2\tau)}} - \frac{1}{\sqrt{2\tau}} \right] \end{aligned}$$

Эта зависимость $f(\kappa)$ представлена кривой 1 на рис. 1. Из рисунка видно, что положительный корень κ уравнения (11) существует при любом знаке γ , включая и соответствующий отталкиванию между атомами случай $\gamma > 0$. Корень имеется даже при сильном отталкивании, $\gamma \gg 1$. В этом случае $\kappa = C \cdot \exp(-\gamma\sqrt{\pi/2})$, где $C \sim 1$. В обратном предельном случае $\gamma < 0$, $|\gamma| \gg 1$, когда в свободном пространстве атомы образуют сильносвязанную молекулу, $\kappa \approx -\gamma$, т.е. адсорбция слабо влияет на энергию связи молекулы.

На примере осциллятора мы воспользовались разделением движения центра масс и относительного движения. Однако, как видно из уравнения

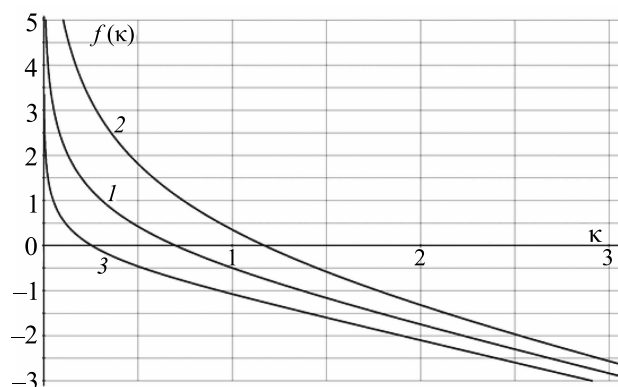


Рис. 1. Графики функции $f(\kappa)$ из (11) для разных модельных потенциальных энергий взаимодействия атомов с адсорбирующей их поверхностью тела: 1 – осцилляторный, 2 – прямоугольная яма с бесконечно высокими стенками, 3 – сепарабельный потенциал

(6), факт существования связанного состояния, по-видимому, связан только с особенностями относительного движения адсорбированных атомов. По этой причине с целью обобщения выводов мы рассмотрели уравнение (6) для относительного движения с другими энергиями взаимодействия. Аналогичная кривой 1 зависимость, полученная для потенциала $u(x)$, принимающего значения $u(x) = +\infty$ при $|x| > a$, $u(x) = 0$ при $|x| < a$, изображена кривой 2. Расчет проведен в единицах $\hbar = m = a = 1$.

В этих двух случаях адсорбированные атомы не могут выйти в свободный объем, поскольку отделены от него бесконечно высокими потенциальными стенками. Однако связанное состояние имеется и в присутствии непрерывного спектра, когда атомы могут покинуть поверхность. Об этом, за неимением аналитических решений для простых потенциалов, свидетельствует расчет, проведенный, для сепарабельного адсорбционного потенциала, действующего на волновую функцию $\psi(\rho, x)$ относительного движения по правилу

$$[\hat{u}\psi](\rho, x) = -\beta\varphi(x) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x') \psi(\rho, x') dx',$$

где $\varphi(x) = \exp(-|x|)$. Характерная длина этого потенциала вместе с m и $\hbar$, как и выше, положена равной единице. Результаты представлены кривой 3, соответствующей $\beta = 4/3$. При таком значении этого параметра имеется одно связанное адсорбционное состояние с волновой функцией $\sqrt{2/5}(1 + |x|)\exp(-|x|)$ и энергией -1 , отсчитанной от границы непрерывного спектра.

Обсуждаемое здесь явление, подобное известному ефимовскому эффекту (наличие связанных состояний в системе трех отталкивающихся частиц) [6] (см. также работы [7–9]), носит сугубо квантово-механический характер, и поэтому не может быть объяснено на основе простых качественных соображений. Некоторый намек на природу этого явления можно усмотреть из предельного случая $\gamma \rightarrow 0$. Раскладывая ВФ $\psi(\mathbf{r})$ по полному базису гамильтониана (3), получим бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений, которые становятся независимыми при $\gamma = 0$. В этом случае, т.е. при $\gamma = 0$, никакого связанного состояния не обнаруживаем. В действительности, как видно из рис. 1, в пределе $\gamma \rightarrow 0$ параметр κ стремится к некоей постоянной величине порядка единицы, зависящей от адсорбционного потенциала. Это означает, что теория возмущений по параметру γ , которая подразумевается при таком подходе, неприменима. Следовательно, ключевую роль в появлении связанного состояния играют закрытые каналы, соответствующие возбужденным собственным состояниям гамильтониана (3), вклад от которых отбрасывается при рассмотрении задачи в рамках теории возмущений. Впрочем, такое рассуждение нельзя назвать простым объяснением. Однако уравнение Шредингера было решено точно, поэтому результаты достоверны.

По нашему мнению, указанное в работе явление относится к разряду ефимовских состояний. В нашем случае роль третьей частицы играет бесконечно тяжелое тело, на котором адсорбируются отталкивающиеся частицы.

Вывод о существовании связанного состояния означает, что двумерный бозе-газ атомов на поверхности будет неустойчивым.

Может возникнуть сомнение в применимости к рассмотренной задаче потенциалов нулевого радиуса, поэтому представляет интерес численное решение соответствующего уравнения Шредингера с реалистическими потенциалами взаимодействия атомов друг с другом и с поверхностью.

Работа осуществлена в рамках исследования, проводимого при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (приказ # 1918 от 24.09.2020 г.).

1. А. И. Сафонов, С. А. Васильев, И. С. Ясников, И. И. Лукашевич, С. Яккола, Письма в ЖЭТФ **61**(12), 998 (1995).
2. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov, E. Tjukanov, I. I. Lukashevich, and S. Jaakkola, Czech. J. Phys. **46**(1), 539 (1996).

3. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov, I. I. Lukashevich, and S. Jaakkola, *Phys. Rev. Lett.* **81**(21), 4545 (1998).
4. П. В. Елютин, В. Д. Кривченко, *Квантовая механика*, Наука, М. (1976).
5. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике*, изд-во Ленингр. ун-та, Л. (1975).
6. В. И. Ефимов, *ЯФ* **12**, 1080 (1970).
7. С. П. Меркурьев, Л. Д. Фаддеев, *Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц*, Наука, М. (1985).
8. В. Б. Беляев, *Лекции по теории малочастичных систем*, Энергоатомиздат, М. (1986).
9. Ф. М. Пеньков, *ЖЭТФ* **106**, 1046 (1994).

Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен–антиферромагнитный диэлектрик

А. М. Пикалов^{+*1)}, А. В. Дорофенко^{*×}, А. Б. Грановский^{+×°}

⁺ Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Институт радиоэлектроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

[×] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

[°] Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 марта 2021 г.

После переработки 12 марта 2021 г.

Принята к публикации 14 марта 2021 г.

Для системы графен–антиферромагнитный диэлектрик исследовано влияние плазмон-магнонного взаимодействия на распространение гибридной волны вдоль поверхности графена. Рассмотрены три антиферромагнетика NiO, FeF₂ и MgF₂ с различными частотами антиферромагнитного резонанса в терагерцовой области и различным затуханием магнонов. Получено, что плазмон-магнонное взаимодействие проявляется в изменении дисперсионного соотношения вблизи частоты антиферромагнитного резонанса, а эффективность этого взаимодействия зависит от положения уровня Ферми в графене и затухания магнонов.

DOI: 10.31857/S1234567821080061

1. Введение. Впервые вопрос о плазмон-магнонном взаимодействии (ПМВ) был поставлен Барьяхтаром и др. [1], но не получил значительного развития. Это связано с тем, что такое взаимодействие существенно только когда плазменная частота порядка характерных частот спиновых волн, что не выполняется для ферромагнитных металлов, для которых плазменные частоты наблюдаются в ультрафиолетовом диапазоне частот, т.е. на много порядков больше частот ферромагнитного резонанса (ФМР). Ситуация не улучшается в ферромагнитных магнитных полупроводниках (например, допированных халькогенидами Eu) или разбавленных магнитных полупроводниках (например, GaAs:Mn или Si:Mn), так как даже при малой концентрации носителей заряда в полупроводниках плазменный резонанс все еще не достигает области ФМР, для них обычно лежащего в мегагерцовом диапазоне. Так, в работе [2] показано, что перенормировка спектров плазмонов и магнонов за счет их взаимодействия в ферромагнитных полупроводниках пренебрежимо мала, хотя и возможно взаимное влияние на времена жизни плазмонов и магнонов. В антиферромагнитных металлах за счет обменного усиления антиферромагнитный резонанс (АФМР) уже может наблюдаться в области 10–100 ГГц [3],

но и в этом случае плазменные частоты выше, а затухание магнонов так велико, что влияние ПМВ незначительно. Таким образом, в однородных ферромагнитных и антиферромагнитных материалах ПМВ не имеет места. Открытие графена и графеноподобных материалов, для которых плазменные частоты лежат в терагерцовом диапазоне [4, 5] и наличие в том же диапазоне АФМР для целого ряда антиферромагнитных диэлектриков [6–8] приводит к теоретической возможности эффективного ПМВ в композитных системах графен–антиферромагнитный диэлектрик. Учитывая важность неосвоенного терагерцового диапазона частот [4], возможность управления плазмонами магнитным полем и магнонами электрическим полем или оптическим излучением [9] и развитие магноники [10], определение оптимальных условий для осуществления ПМВ представляется важной задачей.

В недавней работе [11] дано детальное описание электромагнитных мод в системе, состоящей из антиферромагнетика (АФМ) и подвешенного над ним графена. В частности, показано, что в присутствии АФМ ТМ-мода в графене демонстрирует резонанс на частоте АФМР. Однако при этом анализе авторы пренебрегли всеми диссипативными эффектами (в графене и АФМ), поэтому возможность ПМВ при реальных условиях остается неясной. Надо сказать,

¹⁾ e-mail: Antonpikalov00@gmail.com

что и в более ранней работе [12], в которой рассматривалась возможность создания метаматериала на основе многослойной структуры антиферромагнитный диэлектрик-металл, диссипативные процессы не учитывались. В данной статье мы рассматриваем возможность ПМВ в системе графен-АФМ с учетом свойств реальных материалов, т.е. с учетом затухания как плазмонов, так и магнонов, что, насколько нам известно, ранее не рассматривалось. Показано, что затухание магнонов является критическим параметром для эффективности ПМВ.

2. Постановка задачи и дисперсионные соотношения. Рассмотрим лист графена, лежащий на границе вакуума и АФМ, легкая ось которого лежит в плоскости, перпендикулярной поверхности и параллельной направлению распространения волны²⁾ (см. рис. 1).

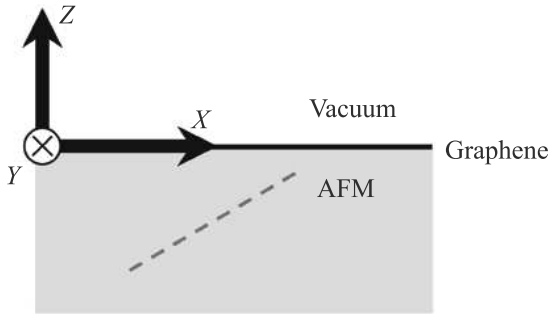


Рис. 1. Общий вид структуры АФМ-графен. Волна распространяется в направлении X , легкая ось антиферромагнетика лежит в плоскости XZ (пунктирная линия)

АФМ имеет диэлектрическую проницаемость ε и магнитную проницаемость $\mu(\omega)$, которая определяется следующим выражением³⁾:

$$\mu(\omega) = 1 + 4\pi \frac{2\gamma^2 K_1}{\omega_0^2 - (\omega + i/\tau_{\text{mag}})^2}, \quad (1)$$

²⁾Для NiO, который является двуосным АФМ, необходимо выполнение еще одного условия, а именно – ось, соответствующая АФМР на частоте в районе 1 ТГц должна быть направлена перпендикулярно направлению распространения волны, а также параллельно плоскости графена (т.е. вдоль оси Y в обозначениях рис. 1).

³⁾Обратим внимание, что в данной статье используется смешанная система единиц. Величины, которые вовлечены в определение магнитной проницаемости (вместе с соответствующими формулами) приведены в СГС, в то время как все остальные приведены в СИ. Поскольку магнитная проницаемость – безразмерная величина и остается одинаковой в обеих системах единиц, это не влечет за собой каких-либо противоречий.

где $\gamma = g \frac{e}{2mc}$ – гиромагнитное отношение, g – фактор Ланде, $K_1 = H_a M$ – константа анизотропии, $\omega_0 = \gamma \sqrt{(2H_e + H_a)H_a}$ – частота АФМР, H_a – поле анизотропии, H_e – поле обмена, M – намагниченность подрешетки, а τ_{mag} – время релаксации АФМ.

Поверхностная проводимость графена в терагерцовой области состоит только из внутризонной проводимости и задается формулой

$$\sigma = \frac{e^2 \varepsilon_f}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i/\tau_{\text{plas}}}, \quad (2)$$

где ε_f – энергия Ферми, которая определяется приложенным к графену напряжением, а τ_{plas} – время релаксации плазменных колебаний в графене. Мы рассматриваем ТМ-поляризованную волну, распространяющуюся в направлении оси x . Из уравнений Максвелла имеем

$$\begin{aligned} H_{y1} &= H_{y10} e^{-\kappa_1 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ E_{x1} &= H_{x10} e^{-\kappa_1 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ H_{y2} &= H_{y20} e^{\kappa_2 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ E_{x2} &= E_{x20} e^{\kappa_2 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (3)$$

где первые два уравнения относятся к полупространству над графеном, а последние два – под графеном, $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - \varepsilon \mu(\omega) \frac{\omega^2}{c^2}}$. E_x и H_y связаны через уравнение Максвелла

$$E_x = \frac{i}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (4)$$

поэтому для значений на границе имеем

$$\begin{aligned} E_{x10} &= \frac{i}{\omega \varepsilon_0} (-\kappa_1) H_{y10}, \\ E_{x20} &= \frac{i}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} (\kappa_2) H_{y20}. \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия:

$$H_{y20} - H_{y10} = j = \sigma E_{x01}, \quad (6)$$

$$E_{x10} = E_{x20}, \quad (7)$$

где j – поверхностная плотность тока в графене.

Объединяя уравнения (3)–(7), получаем дисперсионное уравнение поверхностных волн в системе графен-АФМ

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \sigma \frac{i}{\omega \varepsilon_0} (-\kappa_1) \right). \quad (8)$$

3. Результаты расчета и их обсуждение. Мы рассматриваем следующие три АФМ, параметры которых приведены в табл. 1. Во-первых, это NiO

Таблица 1. Основные параметры антиферромагнитных диэлектриков

	M , Гс	H_e , Э	H_a , Э	g	$\omega_0/2\pi$, ТГц	τ_{mag} , нс	Источник
FeF ₂ (2 К)	560	$5.4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	2.25	1.59	0.11	[8, 13]
MnF ₂ (2 К)	592	$5.33 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^3$	2.0	0.26	7.58	[6, 13, 14]
NiO (300 К)	400 ^{*)}	$9.68 \cdot 10^6$	$6.35 \cdot 10^3$	2.05	1.01	0.0175 ^{**)}	[7, 15, 16]

^{*)}Среднее между 378 и 429 Гс, приведенными в [15].

^{**)} Значение подобрано таким образом, чтобы соответствовать ширине резонансной линии 18 ГГц.

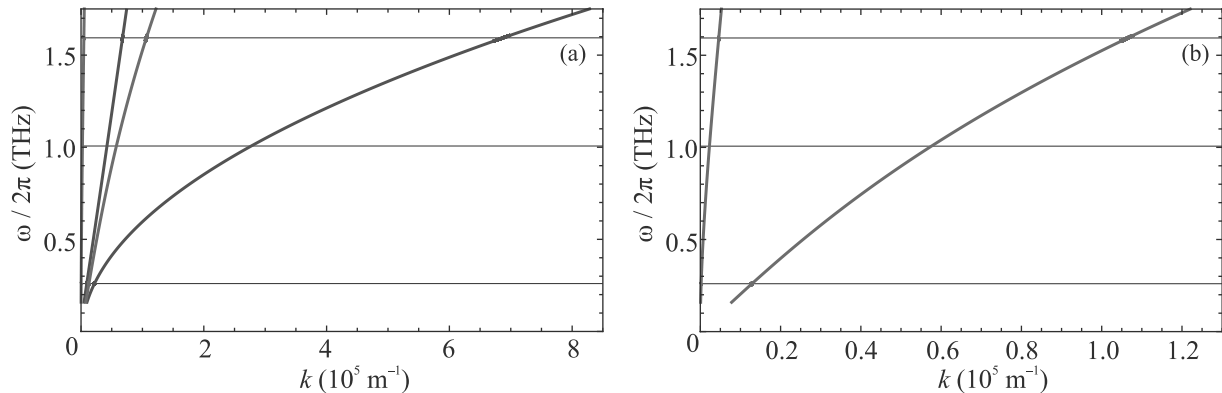


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсионные кривые поверхностных плазмонов в графене на немагнитной подложке при $\varepsilon_f = 0.05$ эВ (синий) и $\varepsilon_f = 0.5$ эВ (красный). (б) – Дисперсионные кривые при $\varepsilon_f = 0.5$ эВ в большем масштабе при малых значениях волнового числа. Сплошные кривые обозначают действительную часть волнового числа, пунктирные – мнимую. Частоты АФМР для MnF₂, FeF₂ и NiO показаны горизонтальными линиями

как наиболее изученный среди антиферромагнитных диэлектриков с температурой Нееля, превышающей комнатную, а также имеющий наименьшую среди них диссипацию. Его мы рассматриваем при температуре 300 К. Другие два материала – это FeF₂ и MnF₂, которые являются наиболее популярными криогенными АФМ: FeF₂ характеризуется высокой частотой АФМР, а MnF₂ – низким затуханием. Их мы рассматриваем при 2 К. Для всех АФМ и графена диэлектрическая проницаемость принимается равной характерному для них значению $\varepsilon = 5.5$ [13]. Мы принимаем время релаксации графена равным $\tau_{\text{plas}} = 1$ пс, что является типичным значением в терагерцовой области [4]. Энергия Ферми ε_f варьируется в диапазоне от 0.05 до 1 эВ.

В первую очередь найдем дисперсионные соотношения плазмонов в графене на немагнитной подложке с той же диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 5.5$. Эти дисперсионные соотношения (рис. 2) мы будем рассматривать как базовые. Затухание плазмонов, характеризующееся мнимой частью волнового вектора, значительно уменьшается при увеличении ε_f , т.е. при увеличении проводимости, что согласуется с поведением затухания плазмонов в благородных металлах.

При замене немагнитной подложки на антиферромагнитную дисперсионные соотношения демонстри-

руют резонансное поведение в окрестности частоты АФМР, что и есть следствие ПМВ. В качестве примера на рис. 3 показано поведение дисперсионных кривых в случае системы графен–FeF₂.

Как видно из рис. 3 в области АФМР, частота которого для FeF₂ составляет 10 ТГц, вследствие ПМВ возникает гибридизация плазмонов и магнонов, образуется гибридная волна и этот эффект значительно увеличивается при увеличении энергии Ферми.

Для того чтобы характеризовать, насколько дисперсионная кривая отклоняется при резонансе от базового состояния, что и есть характеристика эффективности ПМВ, ниже приводятся результаты расчета для параметра $\Delta k = k_{\text{AFM}} - k_{\text{ref}}$, где k_{AFM} – волновое число в присутствии АФМ, а k_{ref} – волновое число без АФМ (с немагнитной подложкой), в зависимости от частоты волны. Частоты АФМР для MnF₂, FeF₂ и NiO на рис. 2–4 показаны горизонтальными линиями.

Как видно из рис. 4, эффективность ПМВ зависит от трех факторов: частоты АФМР, положения уровня Ферми в графене (проводимости графена) и затухания магнонов.

Увеличение энергии Ферми приводит к двум эффектам: во-первых, дисперсионная кривая плазмонов приближается к световой линии и выпрямляется

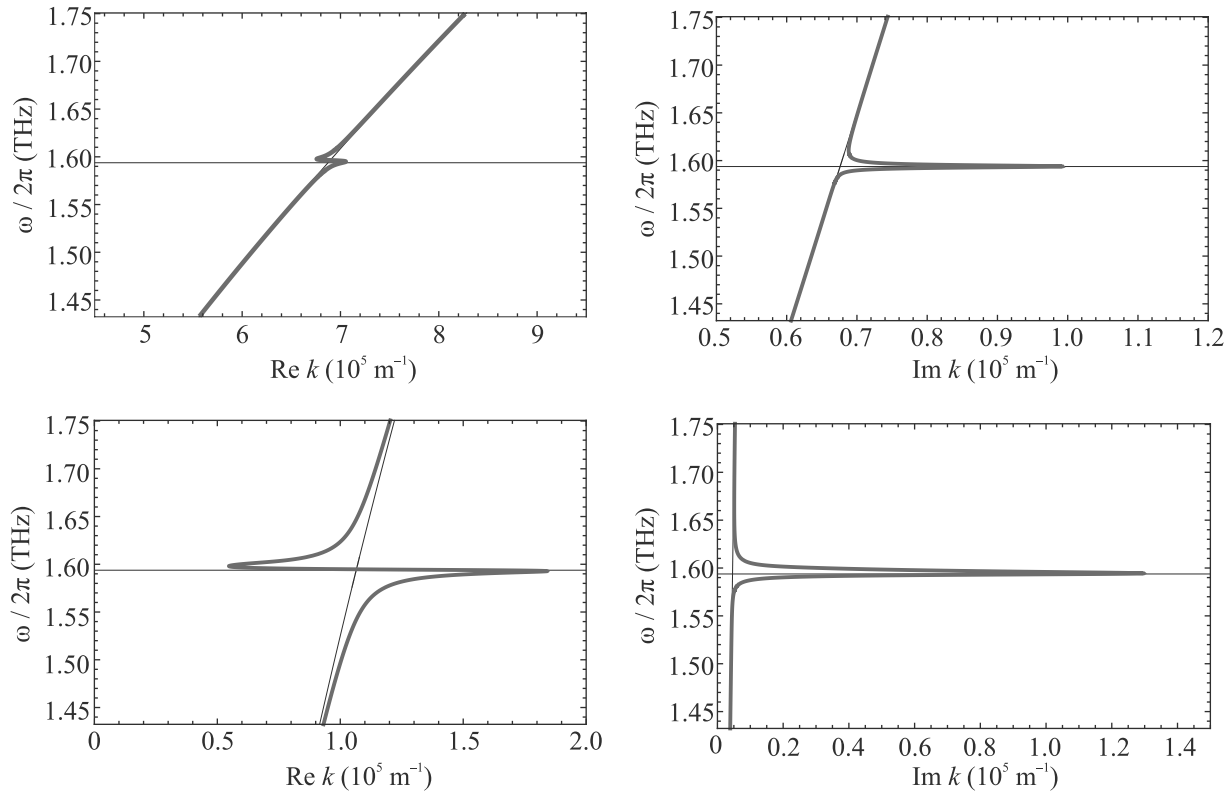


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсионные соотношения для ТМ-моды в системе графен–FeF₂ (красные линии). Верхний ряд – $\varepsilon_f = 0.05$ эВ, нижний ряд – $\varepsilon_f = 0.5$ эВ, справа приведены графики для действительных частей волнового числа, слева – для мнимых. Наклонными черными линиями обозначены дисперсионные соотношения для графена на немагнитной подложке, горизонтальные черные линии обозначают частоту АФМР для FeF₂

(см. рис. 2) и, во-вторых, магнон-плазмонный резонанс усиливается (рис. 3 и 4).

На рисунке 5 представлена для всех трех рассмотренных материалов зависимость максимального значения мнимой части Δk от положения энергии Ферми в графене в диапазоне от 0.05 до 1.0 эВ.

Во-первых, можно видеть, что эффективность ПМВ монотонно растет с увеличением энергии Ферми, пока не достигает насыщения при некотором значении ε_f . Насыщение происходит, когда дисперсионная кривая плазмонов приближается к световой линии (линейному закону дисперсии) и выпрямляется. Это позволяет объяснить, почему насыщение для MnF₂ происходит при значительно меньшей энергии Ферми ($\varepsilon_f \sim 0.1$ эВ), чем для FeF₂ и NiO ($\varepsilon_f \sim 1$ эВ): частота АФМР для MnF₂ значительно ниже, и дисперсионная кривая плазмонов уже довольно близка к световой линии даже при малых энергиях Ферми.

Во-вторых, заметной особенностью магнон-плазмонного резонанса для MnF₂ является то, что в силу большой амплитуды резонанса и низкого базового значения волнового числа плазмонов на частоте АФМР для MnF₂ дисперсионная кривая

приближается вплотную к вертикальной оси, формируя выраженную запрещенную зону, в которой действительная часть волнового числа близка к нулю, а мнимая значительно выше, чем за пределами запрещенной зоны (см. рис. 4b).

В-третьих, проявление ПМВ для NiO практически незаметно по сравнению с FeF₂ и MnF₂ вследствие магнитной диссипации. Это существенно ввиду того, что NiO имеет наименьшее затухание среди антиферромагнетиков при комнатной температуре, в то время как затухание магнонов является наиболее критически важным параметром для осуществления ПМВ.

Выводы. Мы рассмотрели эффект плазмон-магнотонного взаимодействия в структуре графен – АФМ при реалистичных параметрах АФМ и графена. Графен в данной работе рассматривается как пример плазмонного материала и вместо графена могут быть использованы графеноподобные материалы с дираковским конусом в законе дисперсии или любые высокопроводящие материалы с плазменными колебаниями в терагерцовой или желательнее гигагерцовой области спектра [5].

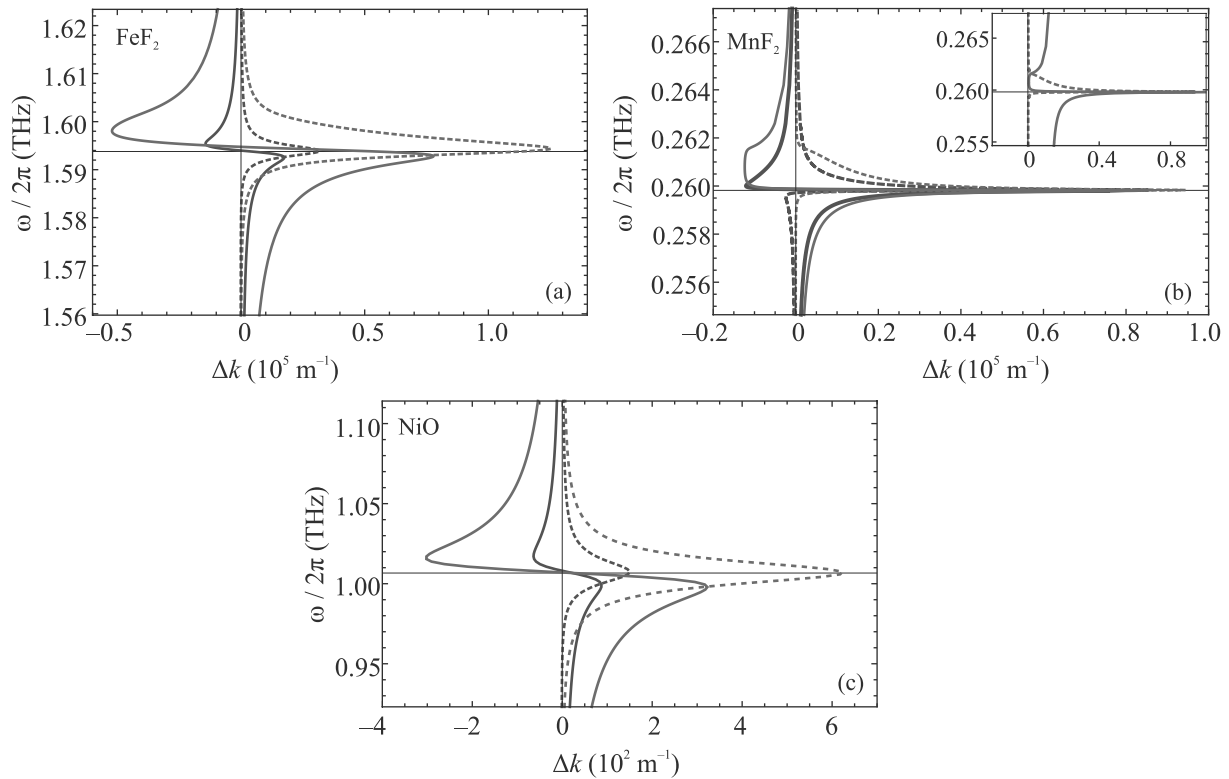


Рис. 4. (Цветной онлайн) Резонансные кривые для ТМ-мод в структуре FeF₂-графен (а), MnF₂-графен (b), NiO-графен (с). Сплошные кривые обозначают действительную часть Δk , пунктирные – мнимую. Синий цвет соответствует $\varepsilon_f = 0.05$ эВ, красный – $\varepsilon_f = 0.5$ эВ. На вставке – собственно дисперсионная кривая для MnF₂ при $\varepsilon_f = 0.5$ эВ

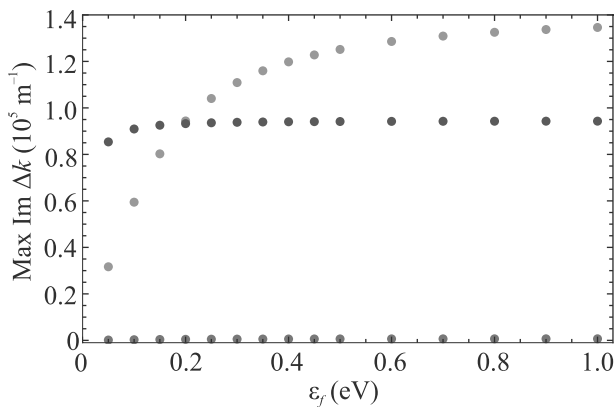


Рис. 5. (Цветной онлайн) Эффективность плазмон-магнонного резонанса (измеряемая как максимальное значение мнимой части Δk при заданном ε_f) в зависимости от положения уровня Ферми ε_f в графене. Оранжевый цвет соответствует FeF₂, фиолетовый – MnF₂, зеленый – NiO

Эффект ПМВ имеет место в терагерцовой области спектра и его эффективность сильно зависит от затухания магнонов. Мы показали, что перечень известных на сегодняшний день антиферромагнитных

материалов позволяет наблюдать достаточно сильный эффект ПМВ при криогенных температурах, однако при комнатных температурах эффективность ПМВ значительно ослабляется, поэтому его использование для практических приложений магноники, по всей видимости, связано со значительными трудностями.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-32-90046) и Российского научного фонда (грант 21-73-20220), а также фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. В. Барьяхтар, М. Савченко, К. Степанов, ЖЭТФ **50**, 576 (1966).
2. G. Baskaran and K. Sinha, Pramana **1**, 31 (1973).
3. R. H. Tarkhanyan and D. G. Niarchos, Phys. Stat. Solidi (b) **246**, 1939 (2009).
4. V. Ryzhii, T. Otsuji, and M. Shur, App. Phys. Lett. **116**, 140501 (2020).
5. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, УФН **190**, 1041 (2020).
6. J. Barak, S. M. Rezende, A. R. King, and V. Jaccarino, Phys. Rev. B **21**, 3015 (1980).

7. T. Moriyama, K. Hayashi, K. Yamada, M. Shima, Y. Ohya, Y. Tserkovnyak, and T. Ono, *Phys. Rev. B* **101**, 060402 (2020).
8. R. Ohlmann and M. Tinkham, *Phys. Rev.* **123**, 425 (1961).
9. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, Y. Fujii, A. Koreeda, H. Ueda, T. Shimura, K. Kuroda, V.I. Butrim, and B. A. Ivanov, *Nat. Commun.* **8**, 1 (2017).
10. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шараевская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кирилук, *УФН* **190**, 1009 (2020).
11. Y. V. Bludov, J. N. Gomes, G. A. Farias, J. Fernández-Rossier, M. I. Vasilevskiy, and N. M. R. Peres, *2D Materials* **6**, 045003 (2019).
12. R. Tarkhanyan, D. Niarchos, and M. Kafesaki, *JMMM* **322**, 603 (2010).
13. T. Dumelow and M. C. Oliveros, *Phys. Rev. B* **55**, 994 (1997).
14. M. Hagiwara and K. Katsumata, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **20**, 617 (1999).
15. J. M. Coey, *Magnetism and magnetic materials*, Cambridge university press, Cambridge (2010).
16. F. Machado, P. R. T. Ribeiro, J. Holanda, R. L. Rodríguez-Suarez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **95**, 104418 (2017).

Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ ¹⁾

А. Л. Хорошилов⁺²⁾, А. Н. Азаревич⁺, А. В. Богач⁺, В. В. Глушков⁺, С. В. Демишев^{+°}, В. Н. Краснорусский⁺,
К. М. Красиков⁺, А. В. Кузнецов^{*}, Н. Ю. Шицевалова[×], В. Б. Филипов[×], Н. Е. Случанко⁺

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

[×]Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, НАНУ, 03680 Киев, Украина

[°]Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 февраля 2021 г.

После переработки 17 марта 2021 г.

Принята к публикации 18 марта 2021 г.

Выполнены детальные измерения эффекта Холла в парамагнитной фазе антиферромагнетика $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ в магнитных полях до 80 кЭ при температурах 1.9–300 К. Установлено, что при переходе в фазу каркасного стекла ($T < T^* \sim 60$ К) наряду с компонентой холловского сопротивления, отвечающей отрицательному эффекту Холла, возникает дополнительная положительная составляющая, амплитуда и угловая зависимость которой зависят от величины и направления внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей. Обнаруженная анизотропия эффекта Холла в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ связывается с взаимодействием носителей заряда с динамическими зарядовыми страйпами.

DOI: 10.31857/S1234567821080073

1. Введение. Многочисленные детальные исследования манганитов с эффектом колоссально-го магнетосопротивления (КМС), высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в семействе купратов и ВТСП на основе железа (ферропниктидов и др.) обнаружили ряд особенностей, общих для данных соединений [1–4]. Среди них отмечают многокомпонентные фазовые диаграммы, наличие конкурирующих взаимодействий различной природы и фазовое расслоение. По мнению [5–7], одним из определяющих условий для возникновения ВТСП и эффекта КМС является наличие различных типов пространственных неоднородностей, таких как электронное фазовое расслоение, структурная и зарядовая неустойчивости, формирование магнитных кластеров, зарядовых страйпов и др. Для изучения фундаментальной связи между пространственными неоднородностями и аномалиями зарядового транспорта удобными модельными объектами оказываются редкоземельные (РЗ) додекабориды, в которых в интервале температур ниже $T^* \sim 60$ К наблюдаются (i) переход типа порядок-беспорядок

в состояние “каркасного стекла”, характеризующееся случайными статическими смещениями ионов редких земель из центральных положений в кубооктаэдрах бора [8], (ii) динамические зарядовые страйпы вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ в гцк решетке [9–11] и (iii) сложные многокомпонентные магнитные фазовые диаграммы в антиферромагнитном (АФ) состоянии (см., например, [12, 13] и рис. S1 в дополнительном материале). В частности, в [14] было показано, что в парамагнитном состоянии антиферромагнетика $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ (температура Нееля $T_N \approx 5.7$ К) формирование динамических зарядовых страйпов, являющихся высокочастотными (~ 200 ГГц [11]) колебаниями электронной плотности, обуславливает резкое понижение симметрии и появление в АФ фазе магнитных фазовых диаграмм в форме мальтийского креста [12, 13]. Представляет интерес изучить влияние электронного фазового расслоения (страйпы) на поведение недиагональной, холловской компоненты тензора сопротивления в этом соединении. В настоящей работе впервые представлены результаты исследования особенностей эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$.

2. Методика эксперимента. В работе исследовались монокристаллы $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ высокого качества, выращенные в ИПМ НАН Украины

¹⁾См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

²⁾e-mail: poligon-51@yandex.ru

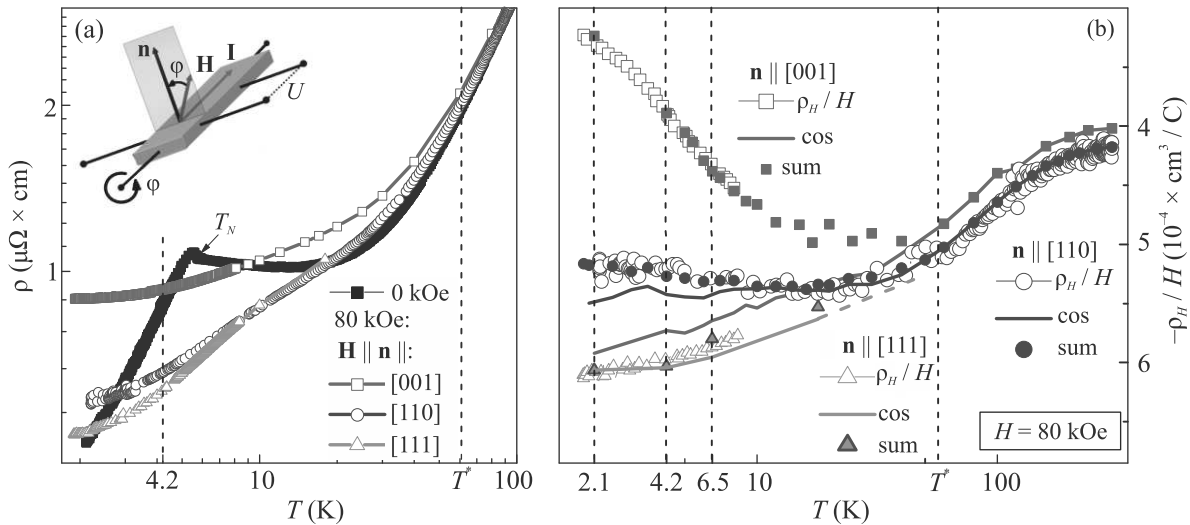


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Температурные зависимости удельного сопротивления для трех кристаллографических направлений магнитного поля в гцк структуре $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$. (б) – Температурные зависимости холловского сопротивления в поле 80 кЭ для монокристаллических образцов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с $\mathbf{n} \parallel [001]$, $\mathbf{n} \parallel [110]$ и $\mathbf{n} \parallel [111]$, измеренные в традиционной схеме с двумя противоположными направлениями магнитного поля (см. текст)

методом бестигельной индукционной зонной плавки в инертной атмосфере аргона [15]. Исследования удельного сопротивления, поперечного магнетосопротивления и эффекта Холла проводились стандартным пятиконтактным методом на постоянном токе с коммутацией тока через образец (см. вставку на рис. 1а) на установке для гальваномагнитных измерений в ИОФ РАН. Используемая измерительная ячейка предусматривает возможность вращения монокристаллического образца относительно фиксированного направления измерительного тока $\mathbf{I} \parallel [\bar{1}10]$, перпендикулярного внешнему магнитному полю $\mathbf{H}$, с возможностью перестройки температуры в широком диапазоне 1.9–300 К. Измерения анизотропии эффекта Холла в магнитных полях до 80 кЭ проводились на четырех различных монокристаллических образцах с общим направлением тока $\mathbf{I}$ (и, соответственно, оси вращения этих кристаллов), различающихся направлением вектора нормали $\mathbf{n}$ к боковой поверхности. Образцы были ориентированы таким образом, чтобы вращение вектора $\mathbf{H}$ на угол $\varphi = (\mathbf{n}, \mathbf{H})$ в диапазоне $\varphi = 0-360^\circ$ осуществлялось в одной и той же плоскости ($\bar{1}10$) (см. схему на вставке к рис. 1а), что позволило выполнить сравнение результатов угловых холловских измерений с измерениями в традиционной схеме при двух противоположных ориентациях магнитного поля ($\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$) для направлений $\mathbf{n} \parallel [001]$, $[110]$, $[111]$ и $[112]$.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 1а представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в отсутствие магнитного поля

и в поле 80 кЭ, направленном вдоль осей $[001]$, $[110]$ и $[111]$ в гцк кристалле и полностью подавляющем АФ состояние (см. $H-T$ фазовые диаграммы на рис. S1 в дополнительном материале). Ранее в [12, 14] отмечалась значительная анизотропия поперечного магнетосопротивления в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с максимальными положительными значениями, которые наблюдаются для ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$, перпендикулярного направлению динамических зарядовых страйпов. Как видно из рис. 1а, указанная анизотропия практически отсутствует при температурах выше 100 К и значительно усиливается с переходом в фазу каркасного стекла (переход порядок-беспорядок) при $T < T^*$ [8, 16]. На рисунке 1б (открытые символы) приведены температурные зависимости коэффициента Холла $R_H \equiv \rho_{xy}/H = \rho_H/H$, полученные в традиционной схеме измерений для двух противоположных направлений магнитного поля напряженностью 80 кЭ вдоль нормали $\mathbf{n}$ для каждой из ориентаций: $\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [001]$, $\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [110]$ и $\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [111]$. Из рисунка 1б видно, что анизотропия холловского сигнала, как и в случае магнетосопротивления (рис. 1а), заметно усиливается вблизи T^* и при низких температурах достигает очень больших значений $(\rho_H/H(\mathbf{n} \parallel [111]))/(\rho_H/H(\mathbf{n} \parallel [001])) \sim 1.87$ при $T = 2$ К и $H = 80$ кЭ, необычных для коэффициента Холла в парамагнитном состоянии гцк металла. Следует отметить также, что максимальные значения для магнетосопротивления и минимальные абсолютные значения для коэффициента Холла регистрируются для ориентации $\mathbf{H} \parallel [001]$

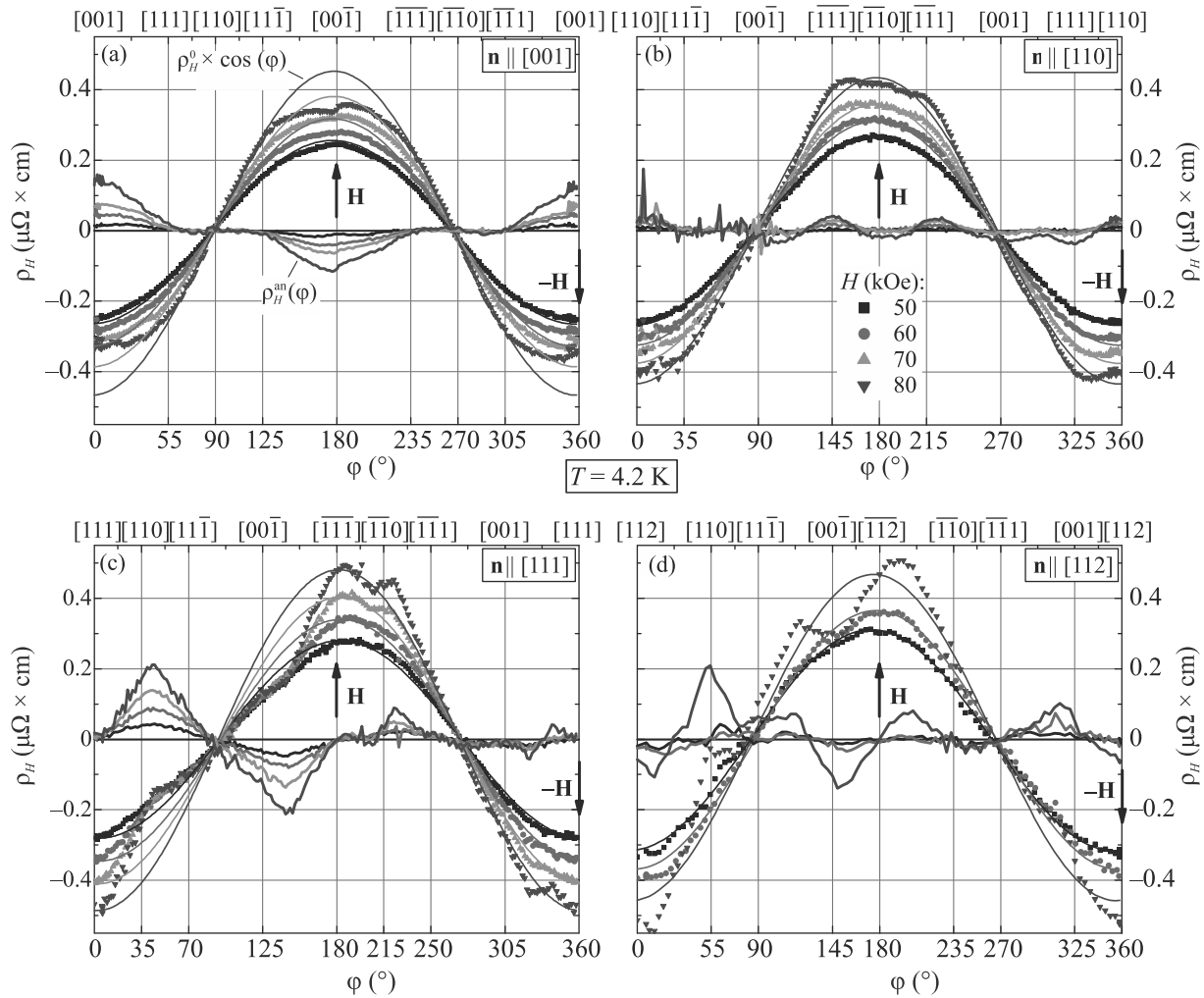


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а)–(d) – Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы) и соответствующие им расчетные кривые $\rho_H^0 \cdot \cos(\varphi)$ (1) (тонкие линии) для направлений $\mathbf{n} \parallel [001]$, $\mathbf{n} \parallel [110]$, $\mathbf{n} \parallel [111]$ и $\mathbf{n} \parallel [112]$ при температуре 4.2 K в диапазоне магнитных полей, отвечающем парамагнитному состоянию. Толстыми линиями показан аномальный ангармонический вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$. Вертикальными стрелками показаны направления, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме с двумя противоположными ориентациями магнитного поля (см. текст)

и, напротив, минимальные значения для магнетосопротивления и максимальные абсолютные значения для R_H – при $\mathbf{H} \parallel [111]$ (рис. 1). Результаты угловых измерений магнетосопротивления в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ и $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ [11–14, 17] позволили установить определяющий вклад динамических зарядовых страйпов в эффекты понижения симметрии и возникновения анизотропии зарядового транспорта в РЗ додекаборидах. В связи с этим для выяснения причин столь сильной анизотропии коэффициента Холла (рис. 1b) в настоящей работе проанализированы угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, H_0, \mathbf{n})$ для четырех монокристаллических образцов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, для которых при фиксирован-

ном направлении измерительного тока ($\mathbf{I}$ параллелен оси вращения образца ($\bar{1}10$)) вектор нормали $\mathbf{n}$ к поверхности ориентирован вдоль осей $[001]$, $[110]$, $[111]$ и $[112]$ соответственно (см. схему на вставке к рис. 1a).

На рисунке 2 (см. также рис. S2 в дополнительном материале) представлены примеры угловых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$, измеренных в магнитных полях 50–80 кЭ, отвечающих парамагнитной фазе $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$. Полученные данные аппроксимировались соотношением

$$\rho_H(\varphi) = \rho_H^{\text{const}} + \rho_H^0 \cdot \cos(\varphi + \Delta\varphi) + \rho_H^{\text{an}}(\varphi), \quad (1)$$

где ρ_H^{const} – независимый от угла постоянный вклад,

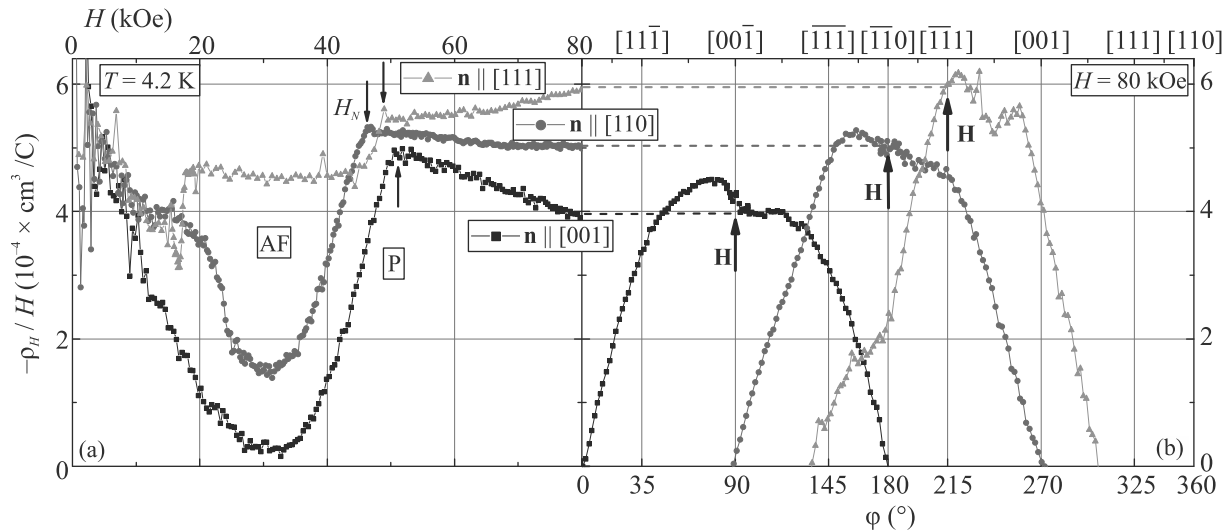


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Полевые зависимости приведенного холловского сопротивления $\rho_H/H = f(H, T = 4.2 \text{ K})$ для $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, полученные в традиционной схеме с двумя противоположными направлениями магнитного поля (см. текст) для $\mathbf{H} \parallel [001]$, $\mathbf{H} \parallel [110]$ и $\mathbf{H} \parallel [111]$. (б) – Угловые кривые $\rho_H/H = f(\varphi, T = 4.2 \text{ K})$ для монокристаллов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с $\mathbf{n} \parallel [001]$, $\mathbf{n} \parallel [110]$ и $\mathbf{n} \parallel [111]$ (см. текст) в магнитном поле $H = 80 \text{ кЭ}$, отвечающем парамагнитному состоянию. Горизонтальные пунктирные линии показывают соответствие данных полевых зависимостей для $H = 80 \text{ кЭ}$ (а) и угловых измерений (б). Вертикальными стрелками показаны направления магнитного поля, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме

ρ_H^0 и $\Delta\varphi$ – амплитуда и фазовый сдвиг вклада в холловское сопротивление, характерного для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах [18], $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ – дополнительный анизотропный вклад в холловское сопротивление. Следует особо подчеркнуть, что представленные угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ были скорректированы с вычитом вклада анизотропного магнетосопротивления (см., например, [18]), возникающего за счет небольшого относительного смещения холловских контактов. Для всех исследованных образцов вклад магнетосопротивления не превышал 2% от величины регистрируемого сигнала. На рисунке 2 (см. также рис. S2 в дополнительном материале) символами показаны экспериментальные кривые $\rho_H(\varphi)$, тонкими сплошными линиями приведены результаты аппроксимации косинусоидальной зависимостью (1) и толстыми сплошными линиями выделен дополнительный вклад в холловское сопротивление $\rho_H^{\text{an}}(\varphi) = \rho_H(\varphi) - (\rho_H^{\text{const}} + \rho_H^0 \cdot \cos(\varphi + \Delta\varphi)) \approx \rho_H(\varphi) - \rho_H^0 \cos(\varphi)$. Аппроксимация соотношением (1) экспериментальных кривых для $\mathbf{n} \parallel [001]$ и $\mathbf{n} \parallel [110]$ (рис. 2а и б соответственно) проводилась в широкой окрестности углов $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\varphi_0 = 270^\circ$, где наблюдаются наименьшие отклонения от зависимости $\rho_H \sim \cos(\varphi)$, характерной для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах [18]. Напротив, для $\mathbf{n} \parallel [111]$ и $\mathbf{n} \parallel [112]$ в связи со значительным отклонением в сильных по-

лях экспериментальных кривых от $\rho_H \sim \cos(\varphi)$ в окрестности $[00-1]$ (125° на рис. 2с и d) при аппроксимации соотношением (1) использовался лишь интервал углов вблизи $\varphi_0 = 270^\circ$. Отметим, что величины ρ_H^{const} и $\Delta\varphi$ ($< 5^\circ$) в соотношении (1) соответствуют малым поправкам к зависимости $\cos(\varphi)$ и сравнимы с экспериментальной погрешностью в определении абсолютной величины холловского сигнала.

В диапазоне температур 40–300 К угловые кривые в пределах точности эксперимента описываются зависимостью $\rho_H^0 \cos(\varphi)$, поэтому дополнительный анизотропный (аномальный) вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ для всех направлений $\mathbf{n}$ отсутствует (см., например, кривые 60 К на рис. S2а–S2b в дополнительном материале). Полученный при $T < T^* \sim 60 \text{ K}$ в результате вычитания аномальный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi) = \rho_H(\varphi) - \rho_H^0 \cos(\varphi)$ для нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$ имеет вид широкого экстремума в окрестности $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ (см., например, рис. 2а), тогда как для $\mathbf{n} \parallel [110]$ компонента $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ характеризуется несколькими экстремумами малой амплитуды. Необычную угловую зависимость имеют аномальные вклады $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ для нормалей $\mathbf{n} \parallel [111]$ и $\mathbf{n} \parallel [112]$, где в сильных полях в широкой окрестности направления $[00-1]$ наблюдается особенность значительной амплитуды с несимметричной структурой, сдвинутая относительно положения максимума холловского сопротивления в область углов $\varphi \sim 145^\circ$ (рис. 2с и d).

Сравнение амплитуды, отвечающей коэффициен-

ту Холла отрицательного знака гармонической компоненты $\cos(\varphi)$ для разных направлений магнитного поля (на рис. 1b ее амплитуда показана линиями), приводит к заключению о небольшой анизотропии (относительное изменение амплитуды $< 11\%$), тогда как полученная из угловых измерений в сильных магнитных полях аномальная ангармоническая положительная составляющая $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ оказывается существенно анизотропной (относительное изменение амплитуды до 92%, см. рис. 2). Подчеркнем, что для направлений поля вдоль нормалей $\mathbf{n}$ (показаны стрелками $\pm\mathbf{H}$ на рис. 2), которые отвечают традиционной схеме измерений эффекта Холла, отклонение экспериментальных угловых кривых $\rho_H(\varphi)$ от зависимости $\rho_H^0 \cdot \cos(\varphi)$ оказывается наибольшим для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \langle 001 \rangle$ (рис. 2a). В результате, аномальный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ принимает максимальные положительные значения (см. рис. 2a), что объясняет резкое уменьшение экспериментальных отрицательных значений параметра ρ_H/H , найденных в традиционной схеме для этой ориентации $\mathbf{H}$ (см. рис. 1b). Стоит отметить, что в малых полях $H < 40$ кЭ аномальная анизотропная компонента $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в парамагнитной фазе практически не наблюдается (см., например, рис. S3 в дополнительном материале). Для наглядности на рис. 3 приведено сопоставление результатов измерений эффекта Холла при $T = 4.2$ К в традиционной схеме для двух направлений поля вдоль нормалей $\pm\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ (рис. 3a) и угловых измерений $\rho_H(\varphi)$ в поле 80 кЭ (рис. 3b). Оставляя за рамками настоящей работы обсуждение аномального топологического эффекта Холла в АФ-фазе (интервал малых полей $H < H_N$ на рис. 3a, H_N -неелевское поле), отметим, что именно большая аномальная компонента ρ_H^{an}/H положительного знака, возникающая в парамагнитной фазе в поле $H \geq 50$ кЭ для направления $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \langle 001 \rangle$, обуславливает анизотропию эффекта Холла в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, обеспечивая значительные различия $R_H = \rho_H/H$ в сильных магнитных полях при гелиевых температурах (рис. 1). Сделанные выше качественные выводы подтверждаются представленными на рис. 4 результатами выполненного нами количественного анализа экспериментальных данных в рамках соотношения (1) для температур 2.1, 4.2 и 6.5 К. Видно, что амплитуда приведенного отрицательного нормального вклада ρ_H^0/H оказывается сопоставимой для всех ориентаций образца относительно внешнего магнитного поля (рис. 4a), тогда как положительная аномальная компонента ρ_H^{an}/H , появляющаяся в полях выше 40 кЭ, принимает максимальные значения для $\mathbf{n} \parallel \langle 001 \rangle$ (рис. 4b).

Подчеркнем, что большой аномальный положи-

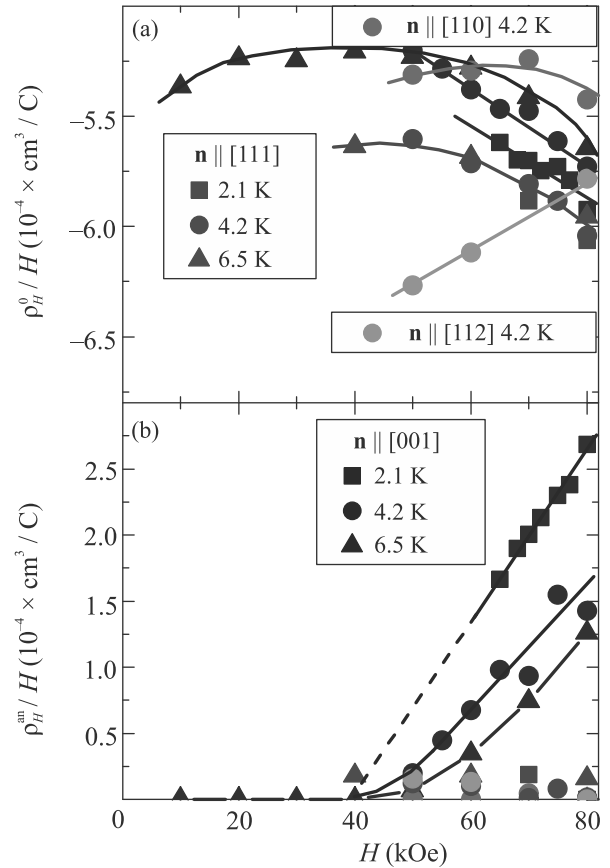


Рис. 4. (Цветной онлайн) Полевые зависимости (a) – амплитуды гармонического вклада $\rho_H^0/H \sim \cos(\varphi)$ и (b) – аномальной ангармонической компоненты ρ_H^{an}/H для кристаллов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с $\mathbf{n} \parallel \langle 001 \rangle$, $\mathbf{n} \parallel \langle 110 \rangle$, $\mathbf{n} \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{n} \parallel \langle 112 \rangle$ при температурах 2.1, 4.2 и 6.5 К

тельный вклад ρ_H^{an}/H для всех исследованных образцов с $\mathbf{n} \parallel \langle 001 \rangle$, $\mathbf{n} \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{n} \parallel \langle 112 \rangle$ наблюдается в сильных полях в широкой окрестности $[00-1]$ (см., соответственно, панели (a), (b) и (d) на рис. 2). Это направление $\mathbf{H}$ перпендикулярно динамическим зарядовым страйпам, ориентированным вдоль $\langle 110 \rangle$ [9, 16] (см. также рис. S4 в дополнительном материале). Кроме того, заметные отклонения амплитуды нормального вклада ρ_H^0/H от экспериментальных зависимостей приведенного холловского сопротивления ρ_H/H проявляются вблизи температуры перехода порядок-беспорядок при $T^* \sim 60$ К и существенно возрастают с понижением температуры (рис. 1b). Поскольку, согласно [9, 16, 19] ниже T^* в фазе каркасного стекла в RB_{12} формируется бесконечный кластер в филаментарной структуре страйпов, значительное усиление аномальной компоненты ρ_H^{an}/H и резкое понижение симметрии, обуславливающее анизотропию рассеяния носителей заряда в этих соединениях с электронным фазовым расслоением, по нашему мне-

нию, следует связать с эффектом взаимодействия внешнего магнитного поля с динамическими зарядовыми страйпами. При этом формальное нарушение принципа Онзагера, постулирующего нечетную зависимость холловского напряжения от магнитного поля, для аномальной компоненты ρ_H^{an}/H , измеренной в образцах с направлениями $\mathbf{n} \parallel [111]$ и $\mathbf{n} \parallel [112]$, может быть связано как с вкладом недиагональной компоненты симметричной части тензора сопротивления [20], так и с поперечным четным эффектом [21, 22], инициированным понижением локальной симметрии электронной плотности.

4. Заключение. В результате выполненных измерений и сравнительного анализа эффекта Холла в парамагнитном состоянии соединения $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ установлено, что в разупорядоченной фазе каркасного стекла ($T < T^* \sim 60$ К) угловая зависимость холловского сопротивления описывается суммой отрицательного, характерного для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах, и положительного анизотропного (аномального) вкладов. В сильных магнитных полях (выше 40 кЭ) при гелиевых температурах значительный рост аномальной компоненты приводит к сильной анизотропии эффекта Холла. Предложено объяснение в терминах взаимодействия внешнего магнитного поля с высокочастотными колебаниями электронной плотности в динамических зарядовых страйпах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-02-01152).

1. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, *Science* **283**(5410), 2034 (1999).
2. K. H. Ahn, T. Lookman, and A. R. Bishop, *Nature* **428**(6981), 401 (2004).
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**(1–3), 1 (2001).
4. E. Dagotto, *Science* **309**(5732), 257 (2005).
5. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, *Nature* **399**(6736), 560 (1999).
6. E. Dagotto, *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer, Berlin, Heidelberg (2002), p. 463.
7. D. Akahoshi, M. Uchida, Y. Tomioka, T. Arima, Y. Matsui, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **90**(17), 177203 (2003).
8. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabáni, V. B. Filippov, N. Yu. Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, *JETP* **113**(3), 468 (2011).
9. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. N. Krasnorussky, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 265402 (2018).
10. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. V. Glushkov, A. N. Azarevich, V. N. Krasnorussky, S. Gabani, N. Yu. Shitsevalova, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Phys. Chem. Solids* **129**, 434 (2019).
11. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, N. B. Bolotina, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. B. Filipov, N. Yu. Shitsevalova, G. A. Komandin, A. V. Muratov, Yu. A. Aleshchenko, E. S. Zhukova, and B. P. Gorshunov, *J. Phys. Condens. Matter* **31**(6), 065604 (2019).
12. A. L. Khoroshilov, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, S. Yu. Gavrilkin, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **99**, 174430 (2019).
13. K. Krasikov, V. Glushkov, S. Demishev, A. Khoroshilov, A. Bogach, V. Voronov, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, and N. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **102**, 214435 (2020).
14. Н. Е. Случанко, А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, В. В. Воронов, В. В. Глушков, С. В. Демишев, В. Н. Краснорусский, К. М. Красиков, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, *Письма в ЖЭТФ* **107**(1), 35 (2018).
15. H. Werheit, V. Filipov, K. Shirai, H. Dekura, N. Shitsevalova, U. Schwarz, and M. Armbruster, *J. Phys.: Condens. Matter.* **23**, 065403 (2011).
16. N. E. Sluchanko, *Magnetism, quantum criticality, and metal-insulator transitions in RB_{12}* , in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing, Singapore (2021), ch. 4.
17. К. М. Красиков, А. Н. Азаревич, В. В. Глушков, С. В. Демишев, А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, Н. Е. Случанко, *Письма в ЖЭТФ* **112**(7), 451 (2020).
18. N. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach, S. Demishev, K. Krasikov, V. Voronov, V. Filipov, N. Shitsevalova, and V. Glushkov, *Phys. Rev. B* **103**, 035117 (2021).
19. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. B. Filipov, and N. Shitsevalova, *Phys. Rev. B* **97**, 035150 (2018).
20. C. M. Hurd, *Adv. Phys.* **23**, 315 (1974).
21. В. В. Глушков, *Докторская диссертация*, М. (2012), 374 с.
22. N. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach, V. Glushkov, S. Demishev, M. A. Anisimov, A. V. Levchenko, A. Dukhnenko, V. B. Filipov, and N. Yu. Shitsevalova, *ЖЭТФ* **142**, 574 (2012).

О неустойчивостях заполненного вихря в двухкомпонентном Бозе-конденсате

В. П. Рубан¹⁾

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После переработки 18 марта 2021 г.

Принята к публикации 18 марта 2021 г.

Численно исследуется двухкомпонентный Бозе-конденсат холодных атомов с достаточно сильным перекрестным отталкиванием, которое приводит к пространственному разделению компонент. Рассмотрены конфигурации с кратным квантованным вихрем в одной из компонент, причем сердцевина вихря заполнена второй компонентой. Эффективный радиус сердцевины может намного превышать ширину переходной области между компонентами, и тогда имеется аналогия с заполненным цилиндрическим вихрем в классической гидродинамике двух несмешивающихся идеальных жидкостей. Эта аналогия позволяет проанализировать продольную “сосисочную” неустойчивость и обусловленную “тангенциальным разрывом” поперечную неустойчивость заполненного вихря в конденсате, а также устойчивый режим в параметрическом промежутке между ними. Численно обнаружены долгоживущие когерентные структуры, формирующиеся в некоторых случаях на нелинейных стадиях обеих неустойчивостей.

DOI: 10.31857/S1234567821080085

В теории Бозе-Эйнштейновских конденсатов холодных атомов заметное внимание привлекли к себе многокомпонентные модели. Например, речь может идти об одновременном наличии двух газов из разных химических элементов, либо из атомов одного и того же элемента, но в двух различных внутренних квантовых состояниях [1–5]. Стационарные конфигурации, неустойчивости и нелинейная динамика таких систем оказываются весьма богатыми [6–17], даже в сравнении со всем тем многообразием свойств и режимов, которые были обнаружены в однокомпонентных конденсатах [18, 19] (где, кстати сказать, уже одни только квантованные вихри составили отдельное направление исследований [20–28]).

В частности, очень интересными когерентными структурами являются заполненные вихри, когда имеется квантованный вихрь кратности Q в одной из компонент конденсата, и при этом сердцевина данного вихря представляет собой потенциальную яму для другой (“светлой”) компоненты [29–31]. Равновесный профиль ямы определяется самосогласованным образом и может очень сильно отличаться от профиля “пустого” вихря в однокомпонентном конденсате. Главное различие – существенно бо́льшая ширина ко́ра. Линейная устойчивость таких трехмерных конфигураций исследовалась в работе [31], где был обнаружен ряд неустойчивых мод и приведены числен-

ные примеры переходов в нелинейные режимы. Кроме того, заполненные вихри с достаточно большими значениями $Q \sim 10 \dots 30$ в захваченных конденсатах моделировались численно с целью демонстрации квантовой неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в конечных системах [12, 13]. Но, вообще говоря, проблема изучена пока далеко не всесторонне. Целью данной работы является упрощенное по сравнению с [31] рассмотрение двух главных неустойчивостей – продольной неустойчивости “сосисочного” типа [32], а также поперечной неустойчивости (типа Кельвина–Гельмгольца). Будет показано, что обе неустойчивости управляются одним параметром, и что при умеренных значениях $Q \lesssim 5$ имеется устойчивая область между ними.

Начнем с замечаний общего характера. Обезразмеренные уравнения движения для волновых функций $A(\mathbf{r}, t)$ и $B(\mathbf{r}, t)$ имеют вид связанных уравнений Гросса–Питаевского [1, 3]:

$$i\dot{A} = -\frac{1}{2}\nabla^2 A + (V_1 + g_{11}|A|^2 + g_{12}|B|^2) A, \quad (1)$$

$$i\dot{B} = -\frac{1}{2\nu}\nabla^2 B + (V_2 + g_{12}|A|^2 + g_{22}|B|^2) B, \quad (2)$$

где $\nu = M_2/M_1$ – отношение масс атомов, $V_\alpha(\mathbf{r}, t)$ – внешние потенциалы, $g_{\alpha\beta}$ – симметричная матрица нелинейных взаимодействий. Нас здесь будет интересовать случай положительных $g_{\alpha\beta}$. Без ограничения общности можно положить $g_{11} = \kappa$, $g_{22} = 1/\kappa$, так что $g_{11}g_{22} = 1$ и в динамической системе (1)–(2)

¹⁾e-mail: ruban@itp.ac.ru

имеется всего три существенных безразмерных параметра (если не считать внешние потенциалы): ν , κ и $g = g_{12} - 1$. Ясно, однако, что за относительную простоту данной модели, применимой только в пределе нулевой температуры, приходится расплачиваться отказом от рассмотрения любых эффектов, обусловленных конечностью температуры. Для сравнения, уравнения движения намного более сложны (да и термодинамика играет первостепенную роль), например, в ^3He [33], где также возможны заполненные вихри (более сложной структуры, чем рассматриваемые здесь; см. [34]).

При условии преобладания перекрестного отталкивания $g > 0$ компоненты конденсата стремятся пространственно разделиться [6, 7] (поэтому g можно назвать параметром сегрегации). Например, в отсутствие внешних сил в равновесии образуется переходный слой, представляющий собой стационарное одномерное решение системы уравнений (1)–(2)

$$A = a(x) \exp(-i\mu\sqrt{g_{11}}t), \quad B = b(x) \exp(-i\mu\sqrt{g_{22}}t),$$

с действительными функциями $a(x)$ и $b(x)$. С этим слоем связана некоторая дополнительная энергия – эффективное поверхностное натяжение [7, 11]

$$\sigma = \min \int_{-\infty}^{+\infty} \left[a'^2/2 + b'^2/(2\nu) + ga^2b^2 + (\sqrt{g_{11}}a^2 + \sqrt{g_{22}}b^2 - \mu)^2/2 \right] dx. \quad (3)$$

Согласно принципу Мопертюи из классической механики, эту же величину можно представить в виде

$$\sigma = \min \int_{(a_1, 0)}^{(0, b_2)} \sqrt{[(da)^2 + (db)^2/\nu]} \times \sqrt{2ga^2b^2 + (\sqrt{g_{11}}a^2 + \sqrt{g_{22}}b^2 - \mu)^2}, \quad (4)$$

где интеграл берется по произвольной кривой [в плоскости (a, b)], начинающейся в точке $a_1 = \mu^{1/2}g_{11}^{-1/4}$, $b_1 = 0$, и заканчивающейся в точке $a_2 = 0$, $b_2 = \mu^{1/2}g_{22}^{-1/4}$. Нетрудно видеть, что параметр μ может быть полностью вынесен наружу в виде множителя $\mu^{3/2}$ путем замены $(a, b) = \sqrt{\mu}(\alpha, \beta)$. В случае малых значений $g \ll 1$ оптимальная траектория проходит вблизи эллипса $\sqrt{g_{11}}\alpha^2 + \sqrt{g_{22}}\beta^2 = 1$, а само значение σ оказывается порядка $\mu^{3/2}\sqrt{g}$ (более точное выражение имеется в [11]). Ширину переходного слоя между двумя компонентами можно оценить как $w \sim 1/\sqrt{g\mu}$.

Наличие поверхностного натяжения делает крупномасштабную динамику поверхности раздела в сегрегированном бинарном конденсате во многом подобной динамике пузырей в классической механике несмешивающихся идеальных жидкостей [15–17].

При этом течение потенциально внутри каждой из компонент, а вся завихренность поля скорости сосредоточена на разделяющей поверхности. В этом смысле граница пузыря представляет собой вихревой лист, в некоторых случаях напоминающий вихревые листы в $^3\text{He-A}$ [35]. Аналогия с классической гидродинамикой работает, однако, далеко не всегда – например, равновесные состояния вращающихся бинарных конденсатов имеют сложную “мелкую” структуру [9, 10, 14].

Перейдем к рассмотрению заполненных вихрей. Пусть, для определенности, A будет вихревой компонентой, B – светлой компонентой. В зависимости от количества светлой компоненты, вихрь может находиться в различных режимах. Если количество светлой компоненты настолько мало, что радиус R сердцевин вихря мало отличается от толщины переходного слоя w , то в динамическом смысле вихрь продолжает оставаться эффективно одномерным объектом. Разумеется, инерция заполненного вихря, как и его увеличенная толщина, заметно модифицируют динамику по сравнению с пустым вихрем, приводя в ряде случаев к появлению неустойчивостей (о таком режиме речь пойдет в другой работе).

Здесь же будут рассмотрены те эффекты, которые проявляются при $R \gg w$, когда в системе возбуждаются степени свободы, связанные с отличием формы поперечного сечения от равновесной циркулярной. Вместо одномерного объекта – вихревой нити, мы в этой ситуации имеем, по сути, двумерную поверхность искаженного цилиндра, которая разделяет два конденсата. Типичные скорости движения при этом существенно меньше скорости звука. Поэтому имеется аналогия с заполненным цилиндрическим вихрем в классической гидродинамике двух несмешивающихся идеальных жидкостей (с постоянными плотностями $\rho_{\text{in}} = \nu\mu/\sqrt{g_{22}}$ и $\rho_{\text{out}} = \mu/\sqrt{g_{11}}$, поверхностным натяжением σ и циркуляцией $\Gamma = 2\pi\tilde{\Gamma}$). В стационарном состоянии внутренняя жидкость покоится, а внешняя имеет азимутальную скорость $v_\phi = \tilde{\Gamma}/\sqrt{x^2 + y^2}$.

Для подобного классического заполненного вихря известны два типа неустойчивостей, в зависимости от величины параметра $\Xi = \sigma R/(\rho_{\text{out}}\tilde{\Gamma}^2)$. Во-первых, при $\Xi > 1$ развивается трехмерная продольная неустойчивость “сосисочного” типа [32]. Ее происхождение легко понять, записав эффективную потенциальную энергию $\mathcal{U}$ осесимметричных движений (сумму поверхностной энергии и кинетической энергии азимутального течения во внешней области) в терминах канонической переменной

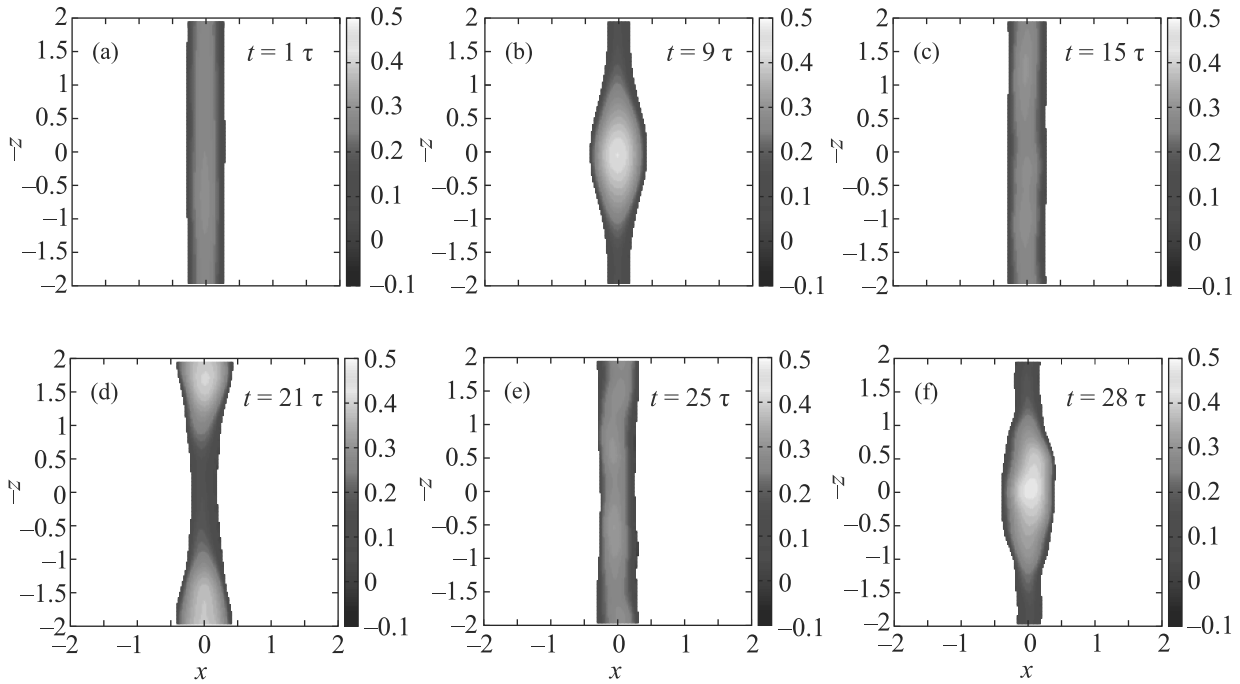


Рис. 1. (Цветной онлайн) Пример развития “сосисочной” неустойчивости заполненного вихря и возврата к слабозмущенному состоянию. Цветом показана y -координата условной границы раздела. Значения параметров: $Q = 1$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.7/25.8$. Искажения постепенно накапливаются, но в замедляющемся темпе

$S(z) = r^2(z)/2$, пропорциональной площади поперечного сечения:

$$\mathcal{U}\{S(z)\} = \pi \int \left[2\sigma\sqrt{2S+S'^2} - \rho_{\text{out}}\tilde{\Gamma}^2 \ln(\sqrt{2S}/R) \right] dz. \quad (5)$$

Именно при $\Xi > 1$ данный функционал в квадратичном по отклонениям $s = (S - R^2/2)$ приближении имеет отрицательный коэффициент на достаточно малых волновых числах k_z .

Во-вторых, поскольку имеется тангенциальный разрыв скорости течения на границе вихря, то в игру может вступить неустойчивость типа Кельвина–Гельмгольца. Рассмотрение линеаризованных консервативных уравнений, описывающих чисто двумерные малые возмущения поперечного сечения классического заполненного вихря, приводит без особого труда к закону дисперсии для азимутальных мод в виде

$$\omega_m = \frac{\tilde{\Gamma}}{R^2(1+\rho)} \left\{ m + \sqrt{(1+\rho)|m| - \rho m^2 + (1+\rho)\Xi|m|(m^2-1)} \right\}, \quad (6)$$

где $\rho = \rho_{\text{in}}/\rho_{\text{out}}$, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. При достаточно малых $\Xi < \Xi_c(\rho)$ выражение под корнем может принимать отрицательные значения. При этом оказываются неустойчивыми несколько мод с номерами $1 < m_{\text{min}} \leq |m| \leq m_{\text{max}}$. Например, при равных

плотностях $\Xi_c(1) = 1/15$, причем мода с $m = 2$ остается устойчивой.

Из сравнения условий обеих неустойчивостей видно, что имеется также “окно устойчивости” $\Xi_c(\rho) < \Xi < 1$.

Во избежание недоразумений надо отметить, что вышеприведенный закон дисперсии и следующее из него условие устойчивости консервативного вихря отличаются от таковых для диссипативного заполненного вихря, рассмотренного в работе [34]. Диссипативный вихрь для устойчивости обязан находиться вблизи строгого минимума свободной энергии и динамика его содержит элементы “градиентного спуска”, тогда как наш вихрь описывается гамильтоновой динамикой при значении интеграла энергии, не соответствующем статическому минимуму.

Аналогия между бинарным конденсатом и двухжидкостной классической системой подсказывает, что похожие неустойчивые и устойчивые режимы должны существовать и для кратного вихря в конденсате, в зависимости от параметра $\sigma R/(\rho_{\text{out}} Q^2) \sim \sqrt{g\mu}R/Q^2$. Разумеется, полного соответствия ожидать не приходится, хотя бы ввиду конечной толщины переходного слоя.

Чтобы подтвердить эти соображения, автором было проведено численное моделирование системы эволюционных уравнений (1)–(2) при значениях па-

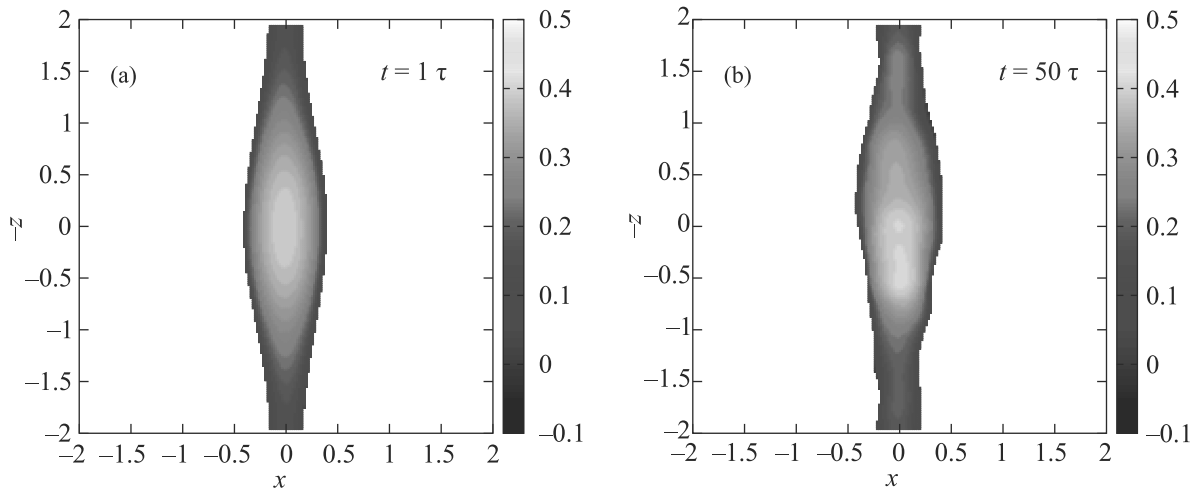


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пример приблизительно стационарной “сосисочной” структуры. Значения параметров: $Q = 1$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.9/25.6$

параметров $\nu = 1$, $g_{11} = g_{22} = 1$ и нескольких малых значениях $g = 0.01, 0.02, 0.05, 0.10$. Был использован Фурье-метод расщепленного шага по времени (*Split-Step Fourier Method*) и периодические граничные условия по пространственным координатам. Точность вычислений контролировалась сохранением интеграла энергии и двух интегралов “числа частиц” N_1 и N_2 вплоть до 5-го десятичного знака.

Поскольку в численном эксперименте иметь дело с однородным конденсатом довольно трудно из-за дальнедействующей природы вихрей, здесь вводился внешний квадратичный потенциал $V_1 = V_2 = (x^2 + y^2)/2$. Это приводило к практической поперечной ограниченности конденсата размером $R_\perp = \sqrt{2\mu}$ и сводило на нет взаимодействие с поперечной границей вычислительной области. Достаточно большой химический потенциал $\mu = 40$ обеспечивал необходимые условия $w \ll R \ll R_\perp$. Сам равновесный радиус вихря R задавался непрямым образом через соотношения “чисел частиц” N_1 и N_2 с помощью специальной численной процедуры, дающей примерно равновесный начальный профиль вихря с небольшими возмущениями формы поверхности раздела. Типичными значениями были $R \sim 2$.

Чтобы не иметь дела с большими числами, на рис. 1–5 произведено перемасштабирование координат к $R_\perp \rightarrow \sqrt{3} \approx 1.7$. Вычислительная область при этом представляет собой куб со стороной $2\pi/1.6 \approx 4$. Для масштаба по времени использовано число $\tau = 2\mu/(3 \cdot 2.56) \approx 10$. Волновые функции также удобно перемасштабировать: $(A, B) = \sqrt{\mu}(\psi, \psi_b)$. Это дает равновесный профиль суммарной плотности $(|\psi|^2 + |\psi_b|^2) \approx [1 - (x^2 - y^2)/3]$.

На рисунке 1 приведен пример развития не слишком сильной “сосисочной” неустойчивости. В силу инерционности процесса, “пузырь” на вихре собирается и распадается несколько раз. В других симуляциях, с большим значением g , пузырь был почти сферическим и затем обычно уходил от оси системы с последующим разрушением на границе конденсата. Этот случай здесь не показан.

Если начальную конфигурацию задать сразу с утолщением на вихре (и с приблизительно нулевой полоидальной скоростью), то такой пузырь может в течение довольно долгого времени сохранять свою идентичность, оставаясь в относительно неизменной форме, близкой к экстремали функционала (5) при дополнительном ограничении $\int S dz = \text{const}$. Впрочем, трехмерные искажения все-таки постепенно накапливаются. На рисунке 2 показан соответствующий пример.

На рисунке 3 проиллюстрировано развитие поперечной неустойчивости. В данном примере наиболее неустойчивой оказалась мода с $m = 2$, что расходится с предсказанием классической модели. Причиной этого, по всей видимости, является не слишком большое отношение R/w (в этом случае, наряду с поверхностным натяжением, включается также изгибная энергия поверхности раздела). Здесь самое существенное отличие от предыдущего примера – использование достаточно большого заряда вихря $Q = 5$ с целью уменьшения параметра $\sqrt{g\mu R}/Q^2$. Сечение вихря сначала из круглого становится эллиптическим, затем снова приблизительно круглым, после чего опять вытягивается и потом приобретает неправильную форму. На конечной стадии запол-

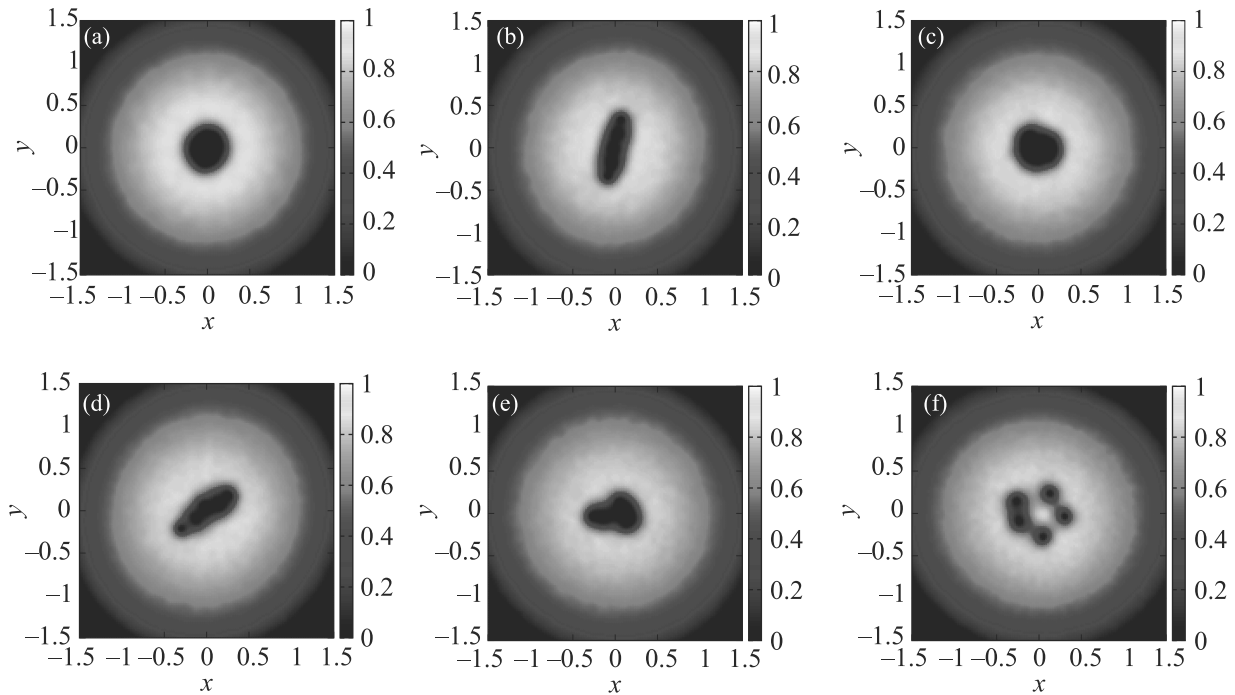


Рис. 3. (Цветной онлайн) Пример развития поперечной неустойчивости заполненного вихря. Цветом показана перемасштабированная плотность вихревой компоненты в сечении $z = 0$ в моменты времени: (a) – $t = 1\tau$; (b) – $t = 6\tau$; (c) – $t = 9\tau$; (d) – $t = 12\tau$; (e) – $t = 16\tau$; (f) – $t = 28\tau$. Значения параметров: $Q = 5$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.0/24.8$

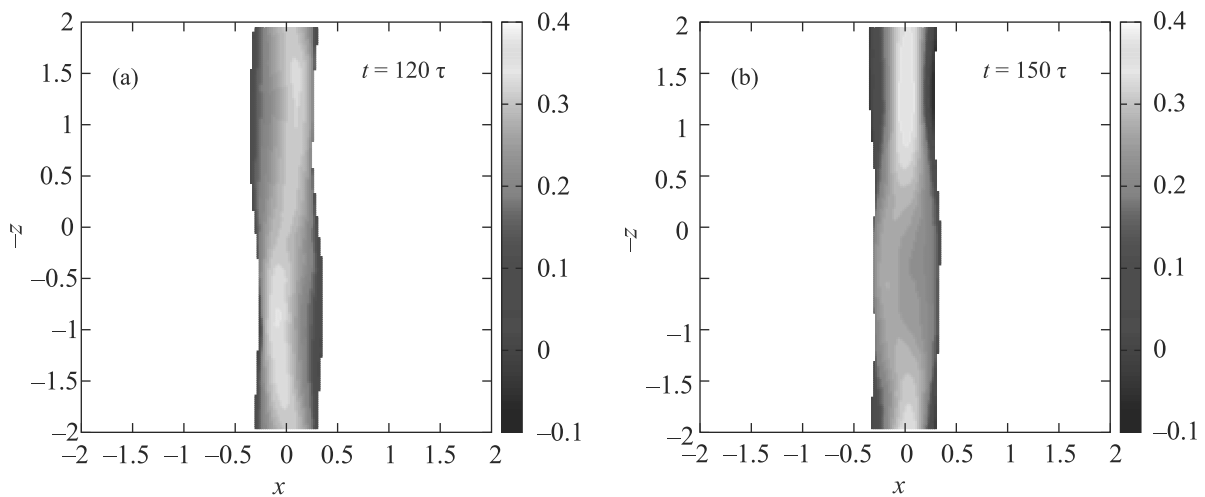


Рис. 4. (Цветной онлайн) Когерентные структуры на нелинейной стадии поперечной неустойчивости. Значения параметров: $Q = 5$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.4/24.6$

ненный кратный вихрь превращается в пучок одинарных заполненных вихрей. Для сравнения, в (не представленном здесь) случае с $Q = 4$ и примерно таким же радиусом R динамика оставалась устойчивой. Однако при уменьшении параметра сегрегации до значения $g = 0.01$ и меньшем заполнении кора $N_2/N_1 \approx 0.7/25.7$ неустойчивость развивалась по качественно похожему сценарию также и с $Q = 4$.

Интересно отметить, что именно кратные заполненные вихри попадают в зону устойчивости, тогда как в однокомпонентном конденсате кратные вихри неустойчивы.

Что существенно, при меньшем уровне надкритичности поперечная неустойчивость может приводить к спонтанному формированию долгоживущих трехмерных когерентных структур. На рисунках 4 и 5 приведены результаты численного эксперимента,

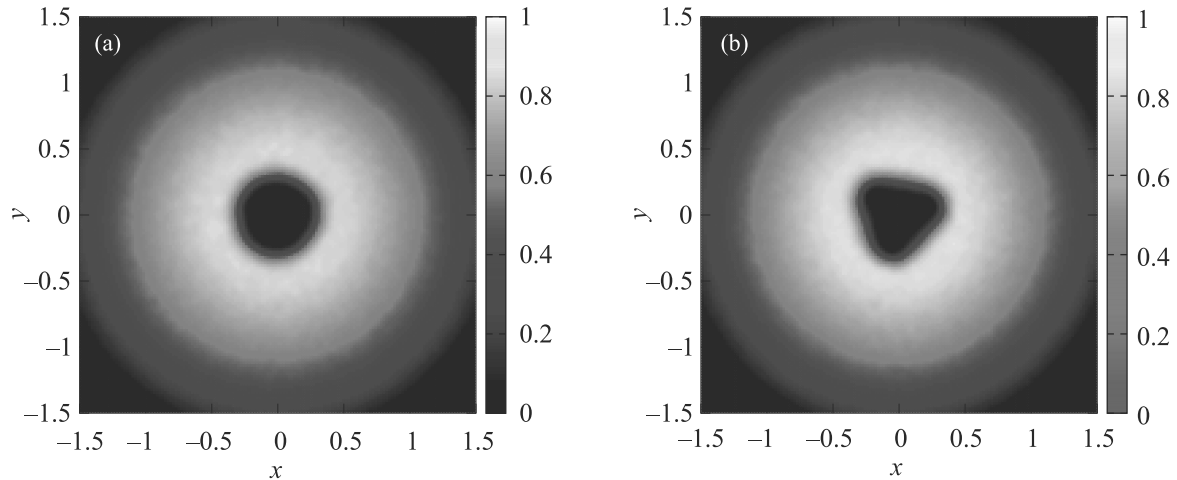


Рис. 5. (Цветной онлайн) Поперечные сечения вихря в плоскости $z = 0$, соответствующие моментам времени, представленным на рис. 4: (a) $-t = 120\tau$; (b) $-t = 150\tau$

в котором было увеличено заполнение вихря светлой компонентой по сравнению с рис. 3. Критический параметр при этом увеличился и приблизился к краю неустойчивой зоны, хотя и остался в ней. Наиболее неустойчивой оказалась мода с $m = 3$, в результате чего сечение вихря на большей его части стало представлять собой округлый треугольник. Параметры этого сечения (угол поворота за вычетом однородного равномерного вращения и отклонение от круглой формы) зависели от времени и продольной координаты. Можно отметить отдаленную аналогию подобных вихрей с неосесимметричными вихрями в сверхтекучем $^3\text{He-B}$ [36].

Таким образом, в данной работе предложен критический параметр, который качественно определяет устойчивые и неустойчивые режимы в динамике сильно заполненного квантового вихря в бинарном сегрегированном Бозе-конденсате. Приведены численные примеры для неустойчивых режимов, в том числе с долгоживущими трехмерными когерентными структурами.

1. T.-L. Ho and V.B. Shenoy, Phys. Rev. Lett. **77**, 3276 (1996).
2. P.S. Julienne, F.H. Mies, E. Tiesinga, and C.J. Williams, Phys. Rev. Lett. **78**, 1880 (1996).
3. H. Pu and N.P. Bigelow, Phys. Rev. Lett. **80**, 1130 (1998).
4. B.P. Anderson, P.C. Haljan, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **85**, 2857 (2000).
5. G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **89**, 190404 (2002).
6. P. Ao and S. T. Chui, Phys. Rev. A **58**, 4836 (1998).

7. E. Timmermans, Phys. Rev. Lett. **81**, 5718 (1998).
8. S.T. Chui, V.N. Ryzhov, and E.E. Tareyeva, JETP Lett. **75**, 233 (2002) [Pis'ma v ZhETF **75**, 279 (2002)].
9. K. Kasamatsu, M. Tsubota, and M. Ueda, Phys. Rev. Lett. **91**, 150406 (2003).
10. K. Kasamatsu and M. Tsubota, Phys. Rev. A **79**, 023606 (2009).
11. B. van Schaeybroeck, Phys. Rev. A **78**, 023624 (2008).
12. H. Takeuchi, N. Suzuki, K. Kasamatsu, H. Saito, and M. Tsubota, Phys. Rev. B **81**, 094517 (2010).
13. N. Suzuki, H. Takeuchi, K. Kasamatsu, M. Tsubota, and H. Saito, Phys. Rev. A **82**, 063604 (2010).
14. P. Mason and A. Aftalion, Phys. Rev. A **84**, 033611 (2011).
15. K. Sasaki, N. Suzuki, and H. Saito, Phys. Rev. A **83**, 033602 (2011).
16. S. Gautam and D. Angom, Phys. Rev. A **81**, 053616 (2010).
17. T. Kadokura, T. Aioi, K. Sasaki, T. Kishimoto, and H. Saito, Phys. Rev. A **85**, 013602 (2012).
18. C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, Cambridge, (2002).
19. L.P. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation* (Oxford University Press, Oxford (2003).
20. A.A. Svidzinsky and A.L. Fetter, Phys. Rev. A **62**, 063617 (2000).
21. A.L. Fetter, Rev. Mod. Phys. **81**, 647 (2009).
22. A. Aftalion and I. Danaila, Phys. Rev. A **68**, 023603 (2003).
23. T.-L. Horng, S.-C. Gou, and T.-C. Lin, Phys. Rev. A **74**, 041603(R) (2006).
24. В. А. Миронов, Л. А. Смирнов, Письма в ЖЭТФ **95**, 627 (2012).

25. S. Serafini, L. Galantucci, E. Iseni, T. Bienaime, R. N. Bisset, C. F. Barengi, F. Dalfovo, G. Lamporesi, and G. Ferrari, *Phys. Rev. X* **7**, 021031 (2017).
26. C. Ticknor, W. Wang, and P. G. Kevrekidis, *Phys. Rev. A* **98**, 033609 (2018).
27. В. П. Рубан, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 638 (2018).
28. C. Ticknor, V. P. Ruban, and P. G. Kevrekidis, *Phys. Rev. A* **99**, 063604 (2019).
29. K. J. H. Law, P. G. Kevrekidis, and L. S. Tuckerman, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 160405 (2010); Erratum: *Phys. Rev. Lett.* **106**, 199903 (2011).
30. M. Pola, J. Stockhofe, P. Schmelcher, and P. G. Kevrekidis, *Phys. Rev. A* **86**, 053601 (2012).
31. S. Hayashi, M. Tsubota, and H. Takeuchi, *Phys. Rev. A* **87**, 063628 (2013).
32. J. Ponstein, *Appl. Sci. Res. A* **8**, 425 (1959).
33. M. M. Salomaa and G. E. Volovik, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 533 (1987).
34. Г. Е. Воловик, Т. Ш. Мисирпашаев, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 475 (1990).
35. Г. Е. Воловик, *Успехи физических наук* **185**, 970 (2015).
36. Y. Kondo, J. S. Korhonen, M. Krusius, V. V. Dmitriev, Y. M. Mukharsky, E. B. Sonin, and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 81 (1991).

Analog of gravitational anomaly in topological chiral superconductors

G. E. Volovik¹⁾

Low Temperature Laboratory, Aalto University, P. O. Box 15100, FI-00076 Aalto, Finland

L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, 142432 Chernogolovka, Russia

Submitted 19 March 2021

Resubmitted 22 March 2021

Accepted 23 March 2021

DOI: 10.31857/S1234567821080097

Topological materials with Weyl fermions provide the possibility to study quantum anomalies, such as the Adler–Bell–Jackiw (ABJ) chiral anomaly [1, 2]. The condensed matter analog of the ABJ anomaly has been experimentally probed in the Weyl superfluid – the chiral A-phase of liquid ^3He [3]. In this electrically neutral matter, the chiral anomaly is caused by the effective electromagnetic field produced by deformations. The analogs of gravitational anomalies have been also discussed. In particular, the analog of the Nieh–Yan anomaly in terms of torsion [4–6] has been studied [7–13]. Recent discussion of anomalies in Weyl materials can be found in [14]. Here we consider the $p + ip$ superconductors and show that the $U(1)$ electromagnetic field plays the role of spin connection in the effective tetrad gravity. These superconductors experience the gravitational anomaly. As distinct from the conventional chiral anomaly, the corresponding ABJ equation contains extra factor $1/3$.

The Hamiltonian for Bogoliubov quasiparticles in the $p + ip$ superfluid $^3\text{He-A}$ has the following form [15]:

$$H(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} - \mu_0 & \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{p} + i\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{p} \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{p} - i\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{p} & -\frac{p^2}{2m} + \mu_0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Here $\mathbf{e}_1$ and $\mathbf{e}_2$ are the real vectors satisfying conditions $\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2 = 0$, $\mathbf{e}_1^2 = \mathbf{e}_2^2$; $\mu_0 = p_0^2/2m$. This Hamiltonian contains two Weyl points – topologically stable nodes in the energy spectrum, which represent monopoles in the Berry phase in momentum space [16] (classification in terms of two topological invariants in the interacting systems can be found in [17]). The nodes are at $\mathbf{p}_\pm = \pm p_0 \hat{\mathbf{l}}$, where $\hat{\mathbf{l}} \parallel \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$. Deformations produce the effective electromagnetic field $\mathbf{A}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = p_0 \hat{\mathbf{l}}(\mathbf{r}, t)$, or the pseudo-magnetic field in terminology of [18], giving rise to the observed analog of chiral anomaly [3]:

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{1}{32\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu}^{\text{eff}} F_{\rho\sigma}^{\text{eff}}. \quad (2)$$

Let us now consider the $p + ip$ superconductor and the role of the electromagnetic field in the chiral anomaly neglecting the effective electromagnetic field, $F_{\mu\nu}^{\text{eff}} = 0$. The inverse Green's function is

$$G^{-1} = -i\partial_t + \tau_3 q A_0(\mathbf{r}, t) + H(\mathbf{p} + \tau_3 q \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)), \quad (3)$$

where A_μ is the vector potential of electromagnetic field, which acts in different way on particles and holes; and $q = -1$ is electric charge.

Since $\tau_3 = \frac{1}{2i}(\tau_1\tau_2 - \tau_2\tau_1)$, the Green's function can be rewritten in terms of the “covariant derivative”:

$$D_i = \partial_i + \frac{1}{8} C_i^{ab} (\tau_a \tau_b - \tau_b \tau_a), \quad D_t = \partial_t + \frac{1}{8} C_0^{ab} (\tau_a \tau_b - \tau_b \tau_a), \quad (4)$$

see, e.g., [10]. Components of spin connection are expressed in terms of the electromagnetic field:

$$C_i^{12} = -C_i^{21} = 2A_i(\mathbf{r}, t), \quad C_0^{12} = -C_0^{21} = 2A_0(\mathbf{r}, t). \quad (5)$$

In zero effective gauge field, $F_{\mu\nu}^{\text{eff}} = 0$, the chiral anomaly comes only from the curvature of the effective gravitational field. For a single Weyl node one has [19]:

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{1}{768\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu}^{ab} R_{\rho\sigma}^{cd} \eta_{ad} \eta_{bc}, \quad (6)$$

where the curvature is:

$$R_{\mu\nu}^{ab} = \nabla_\mu C_\nu^{ab} - \nabla_\nu C_\mu^{ab} + (C_\mu^{ac} C_\nu^{db} - C_\nu^{ac} C_\mu^{db}) \eta_{cd}. \quad (7)$$

According to Eq. (5) one obtains:

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{1}{384\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu}^{12} R_{\rho\sigma}^{21} = \frac{1}{96\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}, \quad (8)$$

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{1}{24\pi^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{3} \frac{1}{8\pi^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}. \quad (9)$$

The gravitational anomaly becomes the gauge anomaly, with the extra factor $1/3$ compared with ABJ equation (2) for the effective field $\mathbf{A}^{\text{eff}} = p_0 \hat{\mathbf{l}}$. This may have relation to the consistent anomaly [18], and also to the factor $1/3$ obtained in [20] for the electromagnetic response and θ -term in the gapped topological superconductors [21–23].

¹⁾e-mail: grigori.volovik@aalto.fi

In the electrically neutral superfluids the vector potential $\mathbf{A}$ is substituted by superfluid velocity: $\mathbf{A} \rightarrow m\mathbf{v}_s$, and the gravitational anomaly becomes

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{m^2}{24\pi^2} \dot{\mathbf{v}}_s \cdot (\nabla \times \mathbf{v}_s). \quad (10)$$

The anomaly is produced by the instanton – the process of creation of the 3D skyrmions – hopfions in $\hat{\mathbf{l}}$ -field [24]. In $^3\text{He-A}$, the density of the hopfion topological charge and its current are expressed in terms of $\mathbf{v}_s$:

$$n_H^0 = \frac{m^2}{4\pi^2} (\mathbf{v}_s \cdot (\nabla \times \mathbf{v}_s)), \quad N_H = \int d^3r n_H^0, \quad (11)$$

$$\mathbf{n}_H = \frac{m^2}{4\pi^2} (\mathbf{v}_s \times \partial_t \mathbf{v}_s), \quad (12)$$

with the following (non)conservation law:

$$\partial_\mu n_H^\mu = \frac{m^2}{2\pi^2} (\partial_t \mathbf{v}_s \cdot (\nabla \times \mathbf{v}_s)). \quad (13)$$

The process of the change of the topological charge is the π_3 instanton: $\partial_\mu n_H^\mu = \delta(t)\delta(\mathbf{r})$. In high energy physics this is the gravitational instanton [25, 26]. So we have

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{1}{6} \partial_\mu n_H^\mu, \quad (14)$$

i.e. the gravitational instanton is accompanied by creation of 6 chiral fermions – the gravitational analog of the Kuzmin–Rubakov–Shaposhnikov scenario of the anomalous electroweak baryogenesis [27].

The Hamiltonian in [28] for Weyl points with topological charges N and $-N$ is:

$$H(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} - \mu_0 & (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{p} + i\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{p})^N \\ (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{p} - i\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{p})^N & -\frac{p^2}{2m} + \mu_0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

The corresponding spectrum near the Weyl point is

$$E^2(\tilde{\mathbf{p}} = \mathbf{p} \mp p_0 \hat{\mathbf{l}}) = (g^{\perp ik} \tilde{p}_i \tilde{p}_k)^N + g^{\parallel ik} \tilde{p}_i \tilde{p}_k, \quad (16)$$

$$g^{\perp ik} = e_1^i e_1^k + e_2^i e_2^k = g^{ik} - g^{\parallel ik}, \quad g^{\parallel ik} = e_3^i e_3^k. \quad (17)$$

This represents the anisotropic extension of Hořava gravity [29], see also [30]. The gravitational anomaly leads to $U(1)$ anomaly, again with extra factor $1/3$:

$$\partial_\mu J_5^\mu = \frac{N}{96\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}. \quad (18)$$

We demonstrated that in the chiral superconductors with Weyl fermions the external electromagnetic field serves as the spin connection leading to the gravitational anomaly, which is described by the ABJ equation with an extra factor $1/3$ compared with the ABJ equation for the conventional chiral anomaly. In neutral chiral superfluids this gravitational anomaly leads to the gravitational analog of the Kuzmin–Rubakov–Shaposhnikov electroweak baryogenesis.

This work has been supported by the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (Grant Agreement #694248).

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021080014

1. S. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).
2. J.S. Bell and R. Jackiw, Nuovo Cimento A **60**, 47 (1969).
3. T.D.C. Bevan, A. J. Manninen, J. B. Cook, J. R. Hook, H. E. Hall, T. Vachaspati, and G. E. Volovik, Nature **386**, 689 (1997).
4. H. T. Nieh and M. L. Yan, J. Math. Phys. **23**, 373 (1982).
5. H. T. Nieh and M. L. Yan, Ann. Phys. **138**, 237 (1982).
6. Y. N. Obukhov, E. W. Mielke, J. Budczies, and F. W. Hehl, Found. Phys. **27**, 1221 (1997).
7. J. Nissinen and G. E. Volovik, JETP Lett. **110**, 789 (2019).
8. J. Nissinen and G. E. Volovik, Phys. Rev. Research **2**, 033269 (2020).
9. J. Nissinen, Phys. Rev. Lett. **124**, 117002 (2020).
10. S. Laurila and J. Nissinen, Phys. Rev. B **102**, 235163 (2020).
11. Z.-M. Huang, B. Han, and M. Stone, Phys. Rev. B **101**, 125201 (2020).
12. Z.-M. Huang, B. Han, and M. Stone, Phys. Rev. B **101**, 165201 (2020).
13. L. Liang and T. Ojanen, Phys. Rev. Research **2**, 022016(R) (2020).
14. L. Gioia, C. Wang, and A. A. Burkov, arXiv:2103.09841.
15. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3*, Taylor & Francis, London (1990).
16. G. E. Volovik, JETP Lett. **46**, 98 (1987).
17. M. A. Zubkov, Pis'ma v ZhETF **113**(7), 448 (2021); arXiv:2102.00964.
18. R. Ilan, A. G. Grushin, and D. I. Pikulin, Nature Reviews Physics **2**, 29 (2020).
19. O. Parrikar, T. L. Hughes, and R. G. Leigh, Phys. Rev. D **90**, 105004 (2014).
20. M. Stalhammar, M. Stone, M. Sato, and T. H. Hansson, arXiv:2103.08960.
21. X.-L. Qi, E. Witten, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **87**, 134519 (2013).
22. M. Stone and P. L. e S. Lopes, Phys. Rev. B **93**, 174501 (2016).
23. J. I. Väyrynen and G. E. Volovik, JETP Lett. **93**, 344 (2011).
24. G. E. Volovik and V. P. Mineev, JETP **46**, 401 (1977).
25. A. J. Hanson and T. Regge, *Proceedings of the Integrative Conference on Group Theory and Mathematical Physics*, University of Texas at Austin (1978).
26. R. d'Auria and T. Regge, Nucl. Phys. B **195**, 308 (1982).
27. V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155**, 32 (1985).
28. G. E. Volovik and V. A. Konyshchev, JETP Lett. **47**, 250 (1988).
29. P. Hořava, Phys. Rev. Lett. **102**, 161301 (2009).
30. G. E. Volovik and M. A. Zubkov, Ann. Phys. **340**, 352 (2014).

Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в эффекте PT -симметричной терагерцовой фотопроводимости

А. С. Казаков⁺, А. В. Галеева⁺, А. В. Иконников⁺, Д. Е. Долженко⁺, Л. И. Рябова*, Н. Н. Михайлов[×],
С. А. Дворецкий[×], М. И. Банников[°], С. Н. Данилов[▽], Д. Р. Хохлов^{+o1)}

⁺ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[°] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[▽] Университет Регенсбурга, D-93053 Регенсбург, Германия

Поступила в редакцию 12 марта 2021 г.

После переработки 23 марта 2021 г.

Принята к публикации 23 марта 2021 г.

В работе продемонстрировано, что PT -симметричная терагерцовая фотопроводимость, наблюдаемая в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе, связана с фотовозбуждением носителей заряда в объеме пленки. В то же время местом локализации эффекта является гетероинтерфейс топологическая пленка – тривиальный буферный слой. Обсуждается модель, описывающая такое пространственное разделение источника неравновесных носителей заряда и места проявления эффекта.

DOI: 10.31857/S1234567821080103

Физика топологических изоляторов является областью интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в современной физике твердого тела [1]. Для этого класса материалов сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии термов, соответствующих энергетическому положению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, в объеме полупроводника. В результате на поверхности топологических изоляторов появляются двумерные электронные состояния, характеризующиеся дираковским законом дисперсии. Кроме того, для таких состояний направление спина электрона оказывается привязанным перпендикулярно к направлению его квазиимпульса, что обеспечивает отсутствие рассеяния назад, по крайней мере, в теории. Предполагается, что транспорт по двумерным поверхностным топологическим состояниям может быть использован для разработки эффективных электронных устройств.

Прямое экспериментальное доказательство существования топологических поверхностных электронных состояний со спиновой поляризацией стали

эксперименты с использованием фотоэлектронной эмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [2]. Эти эксперименты, однако, не дают информации о транспортных свойствах поверхностных топологических состояний. В то же время прямые транспортные измерения сталкиваются с существенными интерпретационными сложностями, поскольку проводимость по объему полупроводника, как правило, шунтирует проводимость по тонкому топологическому слою на поверхности.

Одним из способов получения информации о транспортных характеристиках является оптоэлектронное зондирование поверхностных состояний. В частности, многие фотоэлектрические явления, такие как фотогальванический эффект [3–6], фотоэлектромагнитный эффект [7–10], фотопроводимость [11–16] и другие [17, 18] оказываются нечувствительными к объемной проводимости.

Полупроводниковые твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обладают рядом особенностей, связанных с реализацией топологически нетривиального состояния. В области составов $x < 0.16$ термы Γ_8 и Γ_6 , отвечающие краям зон легких электронов и дырок, соответственно, инвертированы. Поэтому

¹⁾ e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

можно считать, что для указанной области содержания теллурида кадмия в твердом растворе x реализуется топологически нетривиальная фаза. В то же время терм Γ_8 является двукратно вырожденным и отвечает также тяжелым дыркам. В результате энергетический спектр материала является бесщелевым. По мере увеличения содержания теллурида кадмия меняется величина релятивистских поправок, в том числе уменьшается спин-орбитальное взаимодействие. Тогда при $x > 0.16$ термы Γ_8 и Γ_6 меняются местами, и реализуется фаза тривиального изолятора [18–23]. Таким образом, при изменении состава сплава можно осуществить переход между топологической и тривиальной фазами. Помимо этого, современные методы синтеза твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ позволяют синтезировать материалы со значительно более низкими значениями концентрации носителей заряда $\sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$ по сравнению с другими топологическими изоляторами, что предоставляет возможность измерять фотопроводимость на фоне такой довольно низкой равновесной концентрации [24, 25].

Ранее нами было обнаружено, что в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе ($x < 0.16$), наблюдается терагерцовая фотопроводимость, несимметричная относительно инверсии направления магнитного поля (отсутствие T -симметрии) и относительно замены пары потенциальных контактов на зеркально расположенную (отсутствие P -симметрии), но сохраняющаяся при одновременном изменении обоих вышеуказанных факторов (PT -симметрия) [26]. В настоящей работе мы показываем, что источником эффекта является возбуждение неравновесных носителей заряда в объеме пленки, а местом его локализации – гетерограница тривиальный буфер – топологическая пленка.

Для того, чтобы продемонстрировать указанные выше утверждения, в работе исследовался характер терагерцовой фотопроводимости в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ разного состава $x = (0.13 - 0.175)$ и толщины (1–4) мкм. Исходные образцы были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках $\langle 013 \rangle$ GaAs через буферные слои ZnTe толщиной 30 нм, CdTe толщиной 5 мкм и варизонный слой $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ толщиной около 1.2 мкм с плавно изменяющимся содержанием кадмия. Далее следовал рабочий слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной $\sim 4 - 5$ мкм и верхний покровный слой – широкозонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. Варизонный буферный слой $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, а также

покровный слой имели содержание теллурида кадмия y , соответствующее тривиальной фазе. Состав твердого раствора контролировался *in situ* с помощью эллипсометрии [27]. Исследовались также пленки с различной толщиной активного слоя, получаемые из исходных с помощью химического травления в растворе на основе $\text{HBr} + \text{Br}_2$ либо $\text{HCl} + \text{CrO}_3$.

Холловские мостики с характерными размерами около $5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ изготавливались фотолитографическим методом. Все образцы обладали проводимостью n -типа, концентрация электронов при гелиевой температуре составляла $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Измерения терагерцовой фотопроводимости проводились в фарадеевской геометрии в магнитных полях до 0.5 Тл при температуре 4.2 К. Фотопроводимость возбуждалась импульсным газовым NH_3 лазером с длительностью импульса ~ 100 нс при мощности в импульсе до 10 кВт. Частота линии лазерного терагерцового фотовозбуждения могла изменяться от 1.1 до 3.3 ТГц. Детали экспериментальной установки описаны в работах [28–30]. Измерения проводились 4-зондовым методом для двух противоположных направлений тока с тем, чтобы исключить возможное влияние фотовольтаического эффекта.

Рассмотрим сначала характер фотопроводимости в гетероструктурах с активным слоем, соответствующим топологической фазе ($x < 0.16$), толщиной более 2 мкм. В отсутствие магнитного поля фотопроводимость является, как правило, знакопеременной: сразу после начала лазерного импульса она отрицательная, однако затем меняет знак и становится положительной (рис. 1, кривая 1). В некоторых случаях участка отрицательной фотопроводимости не наблюдается вовсе. В ненулевом магнитном поле положительная часть фотопроводимости оказывается несимметричной относительно направления поля: ее амплитуда возрастает для одной полярности поля и уменьшается для другой полярности (рис. 1, кривые 2, 3). Таким образом, амплитуда положительной части фотопроводимости (определение см. на рис. 1) оказывается несимметричной относительно инверсии магнитного поля (нарушение T -симметрии), см. рис. 2, сплошные точки. Амплитуда положительной фотопроводимости оказывается также несимметричной при замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную (нарушение P -симметрии), рис. 2, пустые точки. В то же время одновременная инверсия направления магнитного поля и замена пары контактов на зеркальную не меняет амплитуду положительной фотопроводимости, которая демонстрирует таким образом PT -инвариантность (рис. 2).

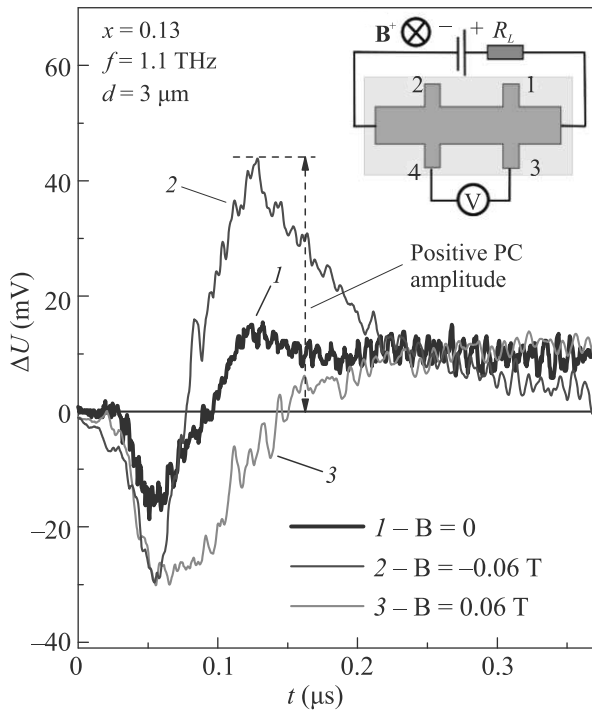


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типичная кинетика фотопроводимости в гетероструктуре на основе толстой пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящейся в топологической фазе. Кривая 1 соответствует нулевому магнитному полю, кривая 2 снята в поле -0.06 Тл (знак минус соответствует направлению поля, противоположному направлению падающего излучения), кривая 3 – в поле 0.06 Тл, сонаправленном с потоком излучения. Для наглядности положительным значениям по оси ординат соответствует положительная фотопроводимость, отрицательным – отрицательная фотопроводимость. Измерения проведены с пары потенциальных контактов 3, 4. $T = 4.2$ К, частота лазерного излучения 1.1 ТГц. Содержание CdTe в пленке $x = 0.13$, толщина активного слоя 3 мкм. На вставке – геометрия эксперимента и электрическая схема измерений. Стрелкой обозначена амплитуда положительной фотопроводимости

Фотопроводимость является практически линейной по величине протекающего тока. Интенсивность падающего излучения соответствует области насыщения сигнала фотопроводимости [16, 26], что обеспечивает отсутствие зависимости эффекта от градиента интенсивности излучения [26].

Проведенные измерения показали, что амплитуда положительной фотопроводимости резко падает при уменьшении толщины активного слоя d , так что в пленках с $d < 1$ мкм положительная фотопроводимость пропадает вовсе. Максимальная асимметрия сигнала положительной фотопроводимости $A_{\max}$, определяемая как максимальное значение раз-

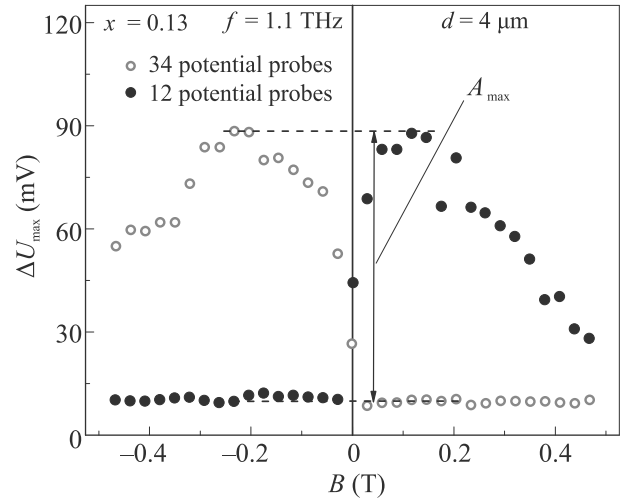


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичная зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля для двух пар потенциальных контактов, изображенных на рис. 1. Сплошные точки соответствуют паре контактов 1–2 (см. вставку к рис. 1), пустые точки – паре контактов 3–4. Стрелка соответствует максимальной асимметрии сигнала положительной фотопроводимости. $T = 4.2$ К, частота лазерного излучения 1.1 ТГц. Содержание CdTe в пленке $x = 0.13$, толщина активного слоя 4 мкм

ности амплитуд фотопроводимости для равных по модулю, но противоположных по знаку значений магнитного поля (см. рис. 2), также резко снижается по мере уменьшения d (рис. 3).

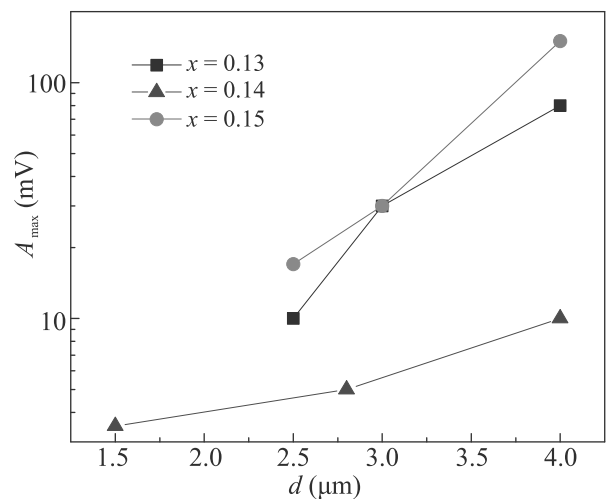


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной асимметрии сигнала положительной фотопроводимости от толщины активного слоя для пленок различного состава

При $d < 1$ мкм наблюдается только отрицательная часть фотопроводимости, которая практически симметрична для противоположных направлений магнитного поля, а также для зеркально расположенных пар потенциальных контактов. Для гетероструктур на основе пленки, находящейся в тривиальной фазе, фотопроводимость также является отрицательной и симметричной относительно направления магнитного поля и выбора пары потенциальных контактов при любой толщине активного слоя.

Полученные результаты качественно не меняются для всех использованных частот лазерного излучения от 1.1 до 3.3 ТГц. Кроме того, отсутствует зависимость эффекта от поляризации излучения, как линейной, так и циркулярной.

PT -симметричная фотопроводимость в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе и выращенных на тривиальном буфере, была обнаружена нами ранее [26]. Позднее было показано, что эффект связан с суперпозицией традиционной T - и P -симметричной фотопроводимости, и чрезвычайно необычной киральной фотопроводимости, которая складывается с традиционной на одной стороне холловского мостика и вычитается из нее на другой стороне, приводя к появлению PT -симметрии фотопроводимости [31]. Фототоки, отвечающие киральной фотопроводимости, являются нечетной функцией приложенного напряжения и магнитного поля. Важно, что киральная фотопроводимость является нелокальной, т.е. фототоки, связанные с ней, текут вдоль края образца вокруг него, а не через его объем. Из этого следует, что наиболее вероятным местом локализации киральных фототоков является гетерограница между топологической пленкой и тривиальным буферным слоем. Если бы киральные фототоки протекали вдоль боковой грани пленки, соответствующей границе раздела пленка–вакуум, то краевые фототоки шунтировались бы после стравливания верхнего защитного слоя, чего не происходит.

В то же время следует обратить внимание на то обстоятельство, что амплитуда положительной PT -симметричной фотопроводимости, как и ее асимметрия, резко падают при уменьшении толщины активного слоя. Следовательно, источником неравновесных носителей заряда, ответственных за появление PT -симметричной положительной фотопроводимости, является объем топологической пленки. В работе [16] было высказано предположение, что положительная фотопроводимость в нулевом магнитном поле в гетероструктурах, аналогичных рассматриваемым, связана с разогревом свободных электронов в

активном слое. Горячие электроны диффундируют в область гетероперехода, где они входят в двумерный топологический слой. При этом подвижность электронов возрастает, приводя к появлению положительной фотопроводимости. Сам по себе разогрев электронного газа в объеме активного слоя ведет, напротив, к снижению подвижности и к появлению отрицательной компоненты фотопроводимости. Эта компонента становится доминирующей в случае, когда толщина пленки мала, и количество электронов, переходящих в топологический слой, уменьшается. Тот же эффект наблюдается в ситуации, когда активный слой находится в тривиальной фазе и, следовательно, топологический слой на гетерогранице отсутствует.

В заключение, в работе было показано, что PT -симметричная фотопроводимость, наблюдающаяся в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе, обусловлена процессами, происходящими на интерфейсе гетероструктуры топологическая пленка – тривиальный буферный слой. В то же время источником неравновесных носителей заряда, обеспечивающих появление эффекта, является объем пленки.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда #19-12-00034. А. С. Казаков благодарит за поддержку грант Российского фонда фундаментальных исследований #19-32-90259 и Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Работа группы из университета Регенсбурга поддержана Elite Network of Bavaria (K-NW-2013-247) и Volkswagen Stiftung Program (97738).

1. M. He, H. Sun, and Q. L. He, *Front. Phys.* **14**, 43401 (2019).
2. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, *Nature* **452**, 970 (2008).
3. H. Plank and S. D. Ganichev, *Solid State Electronics* **147**, 44 (2018).
4. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **92**, 165314 (2015).
5. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Bärenfänger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, J. Ziegler, D. Weiss, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **95**, 201103 (2017).
6. P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov,

- D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **87**, 235439 (2013).
7. S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, E. P. Skipetrov, L. V. Yashina, S. N. Danilov, S. D. Ganichev, and D. R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **5**, 11540 (2015).
8. A. V. Galeeva, S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, M. E. Tamm, L. V. Yashina, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, H. Plank, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, *Semicond. Sci. Technol.* **31**, 095010 (2016).
9. A. V. Galeeva, I. V. Krylov, K. A. Drozdov, A. F. Knjazev, A. V. Kochura, A. P. Kuzmenko, V. S. Zakhvalinskii, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, *Beilstein J. Nanotechnol.* **8**, 167 (2017).
10. А. В. Галеева, М. А. Гоманько, М. Е. Тамм, Л. В. Яшина, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, *ФТП* **53**, 41 (2019).
11. S. Ruffenach, A. Kadykov, V. Rumyantsev, J. Torres, D. Coquillat, D. But, S. S. Krishtopenko, C. Consejo, W. Knap, S. Winnerl, M. Helm, M. A. Fadeev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, and F. Teppe, *APL Mater.* **5**, 035503 (2017).
12. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, W. Prettl, and S. D. Ganichev, *Physica E* **40**, 1885 (2008).
13. M. L. Savchenko, M. Otteneder, I. A. Dmitriev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and S. D. Ganichev, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 201103 (2020).
14. А. С. Ярошевич, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 107 (2020).
15. А. В. Галеева, А. И. Артамкин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 156 (2017).
16. A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. S. Kazakov, S. N. Danilov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 1035 (2018).
17. A. Jost, M. Bendias, J. Böttcher, E. Hankiewicz, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. C. Maan, U. Zeitler, N. Hussey, and S. Wiedmann, *PNAS* **114**, 3381 (2017).
18. J. Gospodaric, V. Dziom, A. Shuvaev, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **102**, 115113 (2020).
19. Н. Н. Берченко, В. М. Пашковский, *УФН* **119**, 223 (1976).
20. A. Rogalski, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 2267 (2005).
21. M. Weiler, *Magneto-optical Properties of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Alloys*, in *Defects, (HgCd)Se, (HgCd)Te*, ed. by R. Willardson and A. Beer, Semiconductors and Semimetals, Elsevier, N.Y., San Francisco, London (1981), v. 16, p. 119.
22. M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, and M. Potemski, *Nat. Phys.* **10**, 233 (2014).
23. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, C. Consejo, A. M. Kadykov, W. Desrat, D. But, W. Knap, J. Ludwig, S. Moon, D. Smirnov, M. Orlita, Z. Jiang, S. V. Morozov, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Nature Commun.* **7**, 12576 (2016).
24. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
25. V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, V. I. Liberman, N. N. Mikhailov, and Yu. G. Sidorov, *J. Cryst. Growth* **159**, 1161 (1996).
26. A. V. Galeeva, A. S. Kazakov, A. I. Artamkin, L. I. Ryabova, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, M. I. Bannikov, S. N. Danilov, and D. R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **10**, 2377 (2020).
27. K. K. Svitashv, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, V. A. Shvets, A. S. Mardezhov, I. E. Nis, V. S. Varavin, V. Liberman, and V. G. Remesnik, *Crystal Research and Technology* **29**, 931 (1994).
28. С. Д. Ганичев, С. А. Емельянов, И. Д. Ярошецкий, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 297 (1982).
29. V. V. Bel'kov, S. D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hagele, L. E. Golub, W. Wegscheider, and W. Prettl, *Solid State Commun.* **128**, 283 (2003).
30. V. A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S. N. Danilov, T. Herrle, S. A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S. D. Ganichev, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 666 (2006).
31. A. S. Kazakov, A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. V. Ikonnikov, L. I. Ryabova, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, M. I. Bannikov, S. N. Danilov, and D. R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **11**, 1587 (2021).

Спектральная характеристика и временная динамика перестраиваемых акустических резонаторов в режиме сильной связи

М. А. Миролубов⁺*, А. К. Самусев*, И. Д. Тофтул*, М. И. Петров^{*1)}

⁺Лицей “Физико-техническая школа” им. Ж. И. Алферова, Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

*Физико-технический факультет, Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 2021 г.

После переработки 26 марта 2021 г.

Принята к публикации 26 марта 2021 г.

Сильная связь резонансных систем является одним из центральных явлений в различных областях физики, таких как физика конденсированного состояния, квантовая оптика, нанофотоника и плазмоника. Однако режим сильной связи зачастую трудно достижим, так как требует специальных экспериментальных условий, которые обеспечивают увеличение силы связи и уменьшение потерь во взаимодействующих системах. В данной работе мы демонстрируем переход от режима слабой связи к режиму сильной связи в системе связанных акустических резонаторов Фабри–Перо, добиваясь величины константы связи, в 3.5 раз превышающей характерные потери в резонаторах. Режим сильной связи был продемонстрирован как в спектральной, так и во временной областях. Полученные результаты будут играть важную роль для создания современных акустических систем, реализующих, в частности, режимы медленного звука, или предназначенных для высокочастотной фильтрации и высокочувствительного акустического детектирования.

DOI: 10.31857/S1234567821080115

Явление сильной связи между резонансными системами играет огромную роль в современной физике и может наблюдаться в самых разных физических системах: при экситон-фотонном [1–3] или фонон-фотонном [4] взаимодействии в резонаторах, а также при взаимодействии экситонов с плазмонными возбуждениями [5]. Кроме того, установление режима сильной связи оказывается важным для создания эффективных устройств беспроводной передачи энергии [6] и новых оптических резонаторов [7, 8]. На классическом языке явление сильной связи легко описывается с помощью двух связанных осцилляторов [9], константа связи g (энергия связи) которых в режиме сильной связи оказывается больше всех характерных диссипационных параметров γ , связанных как с радиационными, так и нерадиационными потерями в системе. В этом случае может наблюдаться обмен энергией между колебательными системами, что приводит к появлению осцилляций [10, 11], хорошо известных в квантовой оптике [12, 13]. Однако в ряде физических систем режим сильной связи, когда отношение константы связи к коэффициенту диссипации становится больше единицы $g/\gamma \sim 1$, оказывается трудно достижимым. Кроме того, в по-

следнее время особый интерес стал проявляться к режиму ультрасильной $g/\gamma \gg 1$ связи, наблюдаемому лишь в весьма ограниченном круге физических систем, таких как сверхпроводящие микроволновые цепи [14, 15]. Наряду с этим стали активно развиваться новые подходы в физической акустике, в основе которых лежит управление свойствами акустических систем за счет связи нескольких резонаторов [16], в том числе, для создания акустических кристаллов и метаматериалов [17, 18]. Теоретическая модель сильной связи между фундаментальной модой Фабри–Перо резонатора и искусственного акустического “атома” была рассмотрена в работе [19]. Однако детального экспериментального исследования режима сильной связи между двумя акустическими резонаторами в литературе, насколько нам известно, представлено не было.

В данной работе представлена экспериментальная демонстрация формирования режима сильной связи между двумя акустическими резонаторами Фабри–Перо, проведено детальное экспериментальное и теоретическое изучение спектральных и временных характеристик этой системы. Мы впервые экспериментально продемонстрировали переход от режима слабой к режиму сильной связи, достигнув величины константы связи $g/\gamma = 3.5$. Также мы ис-

¹⁾e-mail: m.petrov@metalab.ifmo.ru

следовали распределение полей акустических мод и показали экспериментально и теоретически, как величина усиления поля в одном резонаторе влияет на его взаимодействие с другим. Проведенные исследования не только детально характеризуют физику взаимодействующих акустических резонаторов, но и наглядно демонстрируют перспективность их использования для симуляции сильно связанных систем и исследования других фундаментальных физических явлений.

1. Теоретическая модель. Рассмотрим пару полых акустических резонаторов, заполненных воздухом и связанных тонкой трубкой между собой. В линейном режиме такая система может быть описана в рамках временной теории связанных мод [20, 21]. В рамках этого подхода избыточное давление в первом (втором) резонаторе, создаваемое источником звука, может быть записано в следующем виде: $p_{1(2)}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{2/\beta} a_{1(2)}(t) u_{1(2)}(\mathbf{r})$, где $a_{1(2)}(t)$ отвечает за временную зависимость амплитуды поля, а $u(\mathbf{r})$ – характеризует пространственное распределение собственной моды резонатора, β – коэффициент сжимаемости воздуха. Удобно выбрать нормировку собственной функции так, что $\int_V |u|^2 dV = 1$, где интегрирование ведется по всему объему резонатора, при этом величина $|a|^2$ отвечает энергии в моде. В этом случае система уравнений, описывающая взаимодействующие резонаторы, имеет следующий вид:

$$\frac{da_1(t)}{dt} = (-i\omega_1 - \gamma_1) a_1(t) + i\sqrt{2\gamma_{1r}} f_1 + g_{12} a_2(t), \quad (1)$$

$$\frac{da_2(t)}{dt} = (-i\omega_2 - \gamma_2) a_2(t) + g_{21} a_1(t). \quad (2)$$

Здесь $\omega_{1(2)}$ – частота первого (второго) резонатора, $\gamma_{1(2)} = \gamma_{01(2)} + \gamma_{r1(2)}$ – полные потери первого (второго резонатора), которые складываются из внутренних $\gamma_{01(2)}$ и излучательных $\gamma_{r1(2)}$ потерь; f_1 – амплитуда возбуждающего сигнала, который подается на первый резонатор, а $|f_1|^2$ – мощность, приходящая в канал возбуждения.

Константы g_{12}, g_{21} определяют связь между резонаторами и в случае бездиссипативной связи $g_{12} = -g_{21}^*$. Для определения этих величин необходимо принять во внимание физический механизм взаимодействия между резонаторами. Для этого запишем изменение во времени энергии во втором резонаторе, исходя из выражения (2):

$$\begin{aligned} \frac{dW_2(t)}{dt} &= \frac{d|a_2(t)|^2}{dt} = -2\gamma_2 |a_2|^2 + \frac{dw_2}{dt}, \\ \frac{dw_2}{dt} &= g_{21}^* a_1^* a_2 + g_{21} a_1 a_2^*. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое в выражении (3) отвечает за диссипативные потери в резонаторе, а второе, dw_2/dt , – за перекачку энергии между резонаторами, которое можно определить как $dw_2/dt = PS_{ch}$, где P – это плотность потока энергии вдоль канала, соединяющего резонаторы, а S_{ch} – сечение этого канала. Здесь мы предположили, что канал достаточно тонкий и поток равномерен вдоль его сечения. Плотность потока акустической энергии определяется как $\mathbf{P} = 1/2 \langle \text{Re}(p^* \mathbf{v}) \rangle_t$, где v – это скорость течения жидкости, $\langle \rangle_t$ обозначает усреднение по времени [22]. В случае гармонических полей скорость непосредственно связана с изменением давления $\mathbf{v} = \nabla p / (i\omega\rho)$, где ρ – плотность среды. В этом случае мы можем приблизить скорость течения вдоль канала как $v = (p_1 - p_2) / (i\omega\rho l_{ch})$, предполагая канал достаточно тонким, здесь l_{ch} – его длина. Тогда можем записать, что

$$\begin{aligned} \frac{dw_2}{dt} &= \frac{1}{2} \text{Re}(p_1^* v - p_2^* v) = \\ &= \text{Re} \left(-\frac{iS}{2\omega\rho l} p_1 p_2^* + \frac{iS}{2\omega\rho l} p_1^* p_2 \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Сравнивая это выражение с (3), а также учитывая, что $p(\mathbf{r}, t) = \sqrt{2/\beta} a(t) u(\mathbf{r})$, можем получить, что константа связи и величина расщепления Раби равны [9] соответственно:

$$g = ig_{21} = S / (\beta\omega\rho l) u_1(\mathbf{r}_1^*) u_2(\mathbf{r}_2^*), \quad (5)$$

$$\Omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{4g^2 - (\gamma_1 - \gamma_2)^2} \approx 2g, \text{ при } \gamma_1 \approx \gamma_2. \quad (6)$$

Здесь величина $\mathbf{r}_{1(2)}^*$ отвечает координате в Резонаторе 1(2) точки крепления канала, соединяющего резонаторы.

На основе полученных выражений, предполагая, что возбуждение и решение имеют гармонический вид $f_1 = \tilde{f}_1 e^{-i\omega t}$ и полагая $a_{1(2)}(t) = \tilde{a}_{1(2)}(\omega) e^{-i\omega t}$, мы можем записать решение (2) в виде:

$$\tilde{a}_1 = \frac{ig\sqrt{2\gamma_{1r}}\tilde{f}_1(i\Delta_2 + \gamma_2)}{(i\Delta_1 + \gamma_1)(i\Delta_2 + \gamma_2) + g^2}, \quad (7)$$

$$\tilde{a}_2 = \frac{g\sqrt{2\gamma_{1r}}\tilde{f}_1}{(i\Delta_1 + \gamma_1)(i\Delta_2 + \gamma_2) + g^2}, \quad (8)$$

где введены обозначения $\Delta_{1(2)} = \omega_{1(2)} - \omega$.

2. Акустическая спектроскопия одиночного резонатора. В ходе первой серии экспериментов было произведено картирование полей мод одиночного резонатора Фабри–Перо в широком частотном диапазоне. Резонатор представлял собой цилиндрическую пластиковую трубу радиусом $r = 10.4$ см и

длиной $l = 157$ см с плоскими заглушками на концах. В приближении абсолютно жестких стенок, частоты собственных мод резонатора определяются выражением $\omega_{n,m,s} = c\sqrt{(\pi n/l)^2 + (\gamma_s^m/r)^2}$, где индексы n, m и s – продольное, азимутальное и радиальное квантовые числа, характеризующие число узлов моды вдоль соответствующих направлений. Величина γ_s^m является нулем производной функции Бесселя порядка m $J_m(\gamma_s^m) = 0$. Спектральный диапазон и геометрия резонатора были подобраны таким образом, чтобы в резонаторе возбуждались лишь низшие азимутальные и радиальные моды с номерами $m = s = 0$. Таким образом, резонатор функционировал в режиме Фабри–Перо с собственными частотами $\omega_n = \pi n c/l$, определяемыми лишь его длиной.

Экспериментальные исследования акустических свойств одиночного резонатора проводились в геометрии, изображенной на рис. 1а. Источник звука

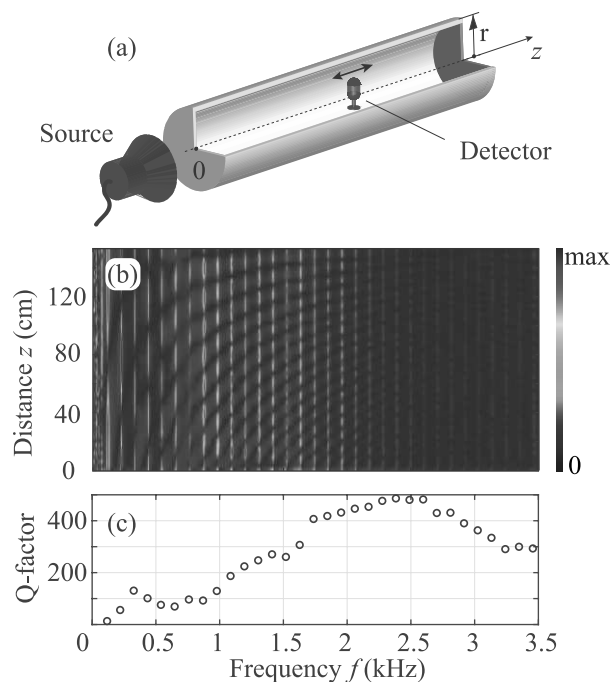


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной установки для изучения акустических свойств одиночного резонатора. (б) – Пространственное распределение акустического поля внутри резонатора на различных частотах возбуждающего сигнала. (с) – Измеренная зависимость добротности мод резонатора от частоты моды. Длина резонатора $l = 157$ см

(динамик Logitech Z120) помещался снаружи резонатора, в то время как детектор (цифровой микрофон DEXP U500, частота дискретизации 48 кГц) был размещен внутри и мог свободно перемещаться и прецизионно позиционироваться на оси цилиндра (ось z на

схеме рис. 1а). Генерация и обработка звуковых сигналов осуществлялась с помощью компьютера и специально разработанного программного кода на языке программирования Python 3.6 [23].

Запись спектров происходила в реальном времени по циклам. На каждом цикле на динамик подавался линейно-частотно-модулированный сигнал постоянной амплитуды. Одновременно записывался сигнал, детектируемый микрофоном, и производилось его дискретное преобразование Фурье. Используемые динамик и микрофон позволяют проводить эксперименты по акустической спектроскопии в диапазоне от 80 Гц до 10 кГц. Экспериментально было установлено, что измерительная система позволяет производить спектроскопию исследуемых в настоящей работе резонаторов с достаточной точностью при длительности цикла ≈ 2 с.

Измеренная спектральная зависимость распределения амплитуды акустической волны в резонаторе от частоты возбуждения представлена на рис. 1б. На двумерной карте хорошо видны характерные пики интенсивности с постоянным межмодовым расстоянием, соответствующим резонансам Фабри–Перо ($n, m, s = n, 0, 0$) с точностью порядка 5%. Также видно, что моды характеризуются различными продольными числами $n = 1 \dots 32$ по количеству узлов вдоль оси z . Частота наинизших мод с $m = 1$ равна 4 кГц, эти моды не наблюдались в эксперименте в силу геометрии возбуждения. В результате аппроксимации формы каждого из резонансов функцией Лоренца были экстрагированы значения добротностей каждой Фабри–Перо моды, зависимость которых от резонансной частоты представлена на рис. 1с. Форма полученной кривой определяется в первую очередь акустическими потерями использованного пластика, из которого изготовлены резонатор и зеркала.

2.1. Акустическая спектроскопия связанных резонаторов. На следующем этапе была реализована система двух связанных цилиндрических резонаторов Фабри–Перо. Геометрия эксперимента представлена на рис. 2а. Установка состоит из двух резонаторов: горизонтального (Резонатор 1) и вертикального (Резонатор 2). К середине горизонтального Резонатора 1 с помощью короткой тонкой трубки (диаметр ≈ 5 см, длина ≈ 15 см) подсоединялся вертикальный Резонатор 2, радиус которого совпадал с радиусом Резонатора 1, равным 10.4 см. Один торец Резонатора 1 был закрыт, в то время как на противоположном торце располагалась подвижная заглушка, позволяющая регулировать длину резонатора. В свою очередь длина Резонатора 2 менялась за счет регулирования уровня воды в нем, поверхность кото-

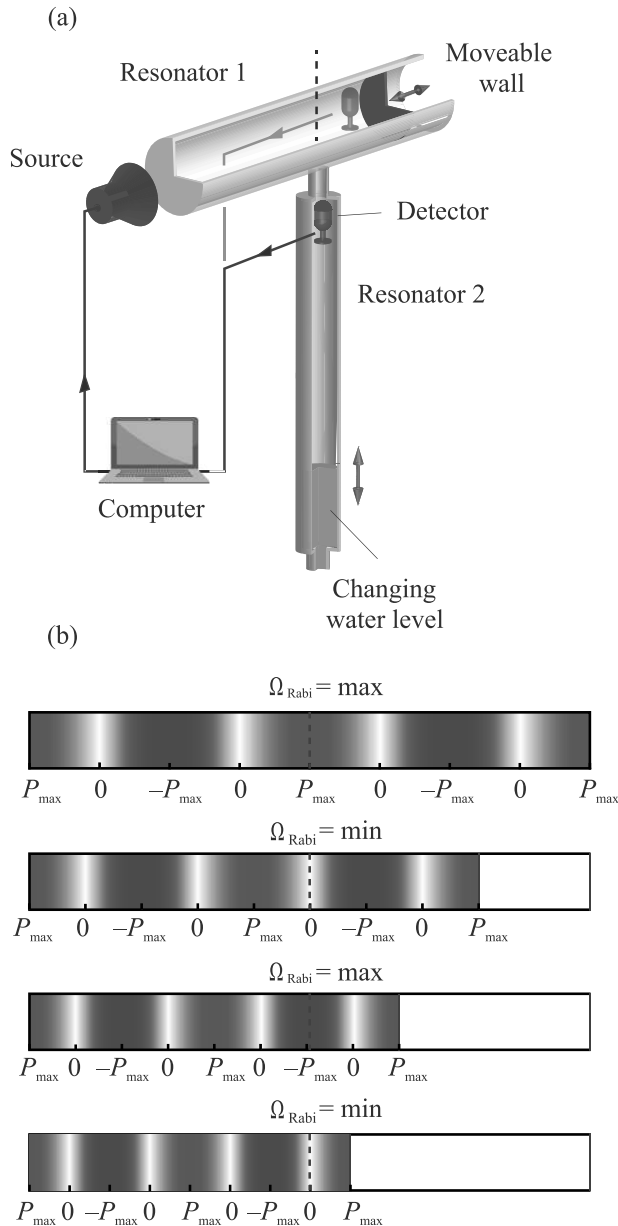


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной установки для спектроскопии связанных резонаторов. (б) – Пространственное распределение поля моды $n = 4$ Резонатора 1 при изменении его длины

рой выполняла роль акустического зеркала. Уровень воды можно было менять динамически с регулируемой скоростью перетекания жидкости между сообщающимися сосудами. Источник звука помещался с закрытой стороны Резонатора 1. В то же время микрофон помещался поочередно внутрь обоих резонаторов: вблизи подвижной стенки Резонатора 1, либо вблизи верхней стенки Резонатора 2. Поскольку у всех мод Фабри–Перо на зеркале резонатора располагается пучность, выбранное положение микрофона

позволяло детектировать поля всех мод одновременно.

Важно отметить, что изменение длины Резонатора 1 приводит не только к изменению частоты Фабри–Перо моды, но также к перераспределению амплитуды поля внутри резонатора, что позволило в ходе эксперимента плавно регулировать силу связи между модами двух резонаторов. Действительно, как показано на рис. 2b, амплитуда моды первого резонатора в точке присоединения второго может меняться от максимальной в пучности до минимальной (нулевой) в узле моды.

Взаимодействие акустических резонаторов было исследовано в серии экспериментов по спектроскопии отклика резонаторов при изменении длины Резонатора 2. В ходе эксперимента длина вертикального резонатора плавно уменьшалась за счет увеличения столба воды в его нижней части, как показано на рис. 2a. При этом в реальном времени циклически производилась запись спектра акустического сигнала. Изменение длины резонатора происходило достаточно медленно – так, что за период считывания сигнала длина изменялась незначительно.

В результате последовательной серии экспериментов были получены эволюции спектров первого и второго резонаторов, представленные на рис. 3a, b. По оси абсцисс отложена частота, по оси ординат отложено время. Видно, что при совпадении частот мод в некоторых случаях наблюдается антипересечение двух резонансов, причем величина спектрального расщепления зачастую оказывается больше средней ширины линий резонансов ($\Omega_{\text{Rabi}} > (\gamma_1 + \gamma_2)/2 = \gamma$), что является характерным признаком установления режима сильной связи между резонаторами. Отметим однако, что в некоторых случаях расщепление мало, либо не наблюдается вовсе. Также стоит подчеркнуть существенное отличие карт амплитуд поля, измеренных в Резонаторе 1 и Резонаторе 2, рис. 3a и b соответственно. Видно, что поскольку динамик возбуждает непосредственно только Резонатор 1, амплитуда поля во втором резонаторе становится отличной от нуля лишь в момент установления резонансной связи с первым резонатором. Вдалеке от резонанса амплитуда акустического поля в Резонаторе 2 оказывается мала, благодаря чему спектральные характеристики связанных резонаторов оказывается удобнее исследовать, анализируя поле в Резонаторе 2.

2.2. Перестройка силы связи акустических резонаторов. Как видно из полученных данных (рис. 3), в рассматриваемой системе действительно реализуется режим сильной связи между различными пара-

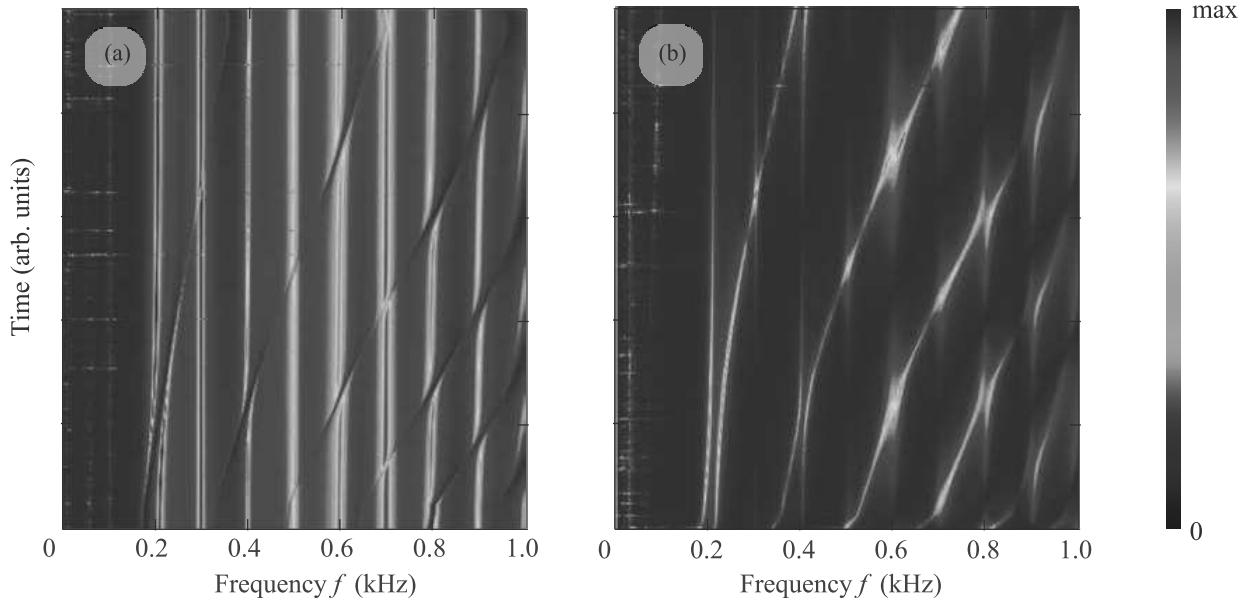


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция амплитуды поля в Резонаторе 1 (a) и Резонаторе 2 (b) с увеличением длины второго резонатора

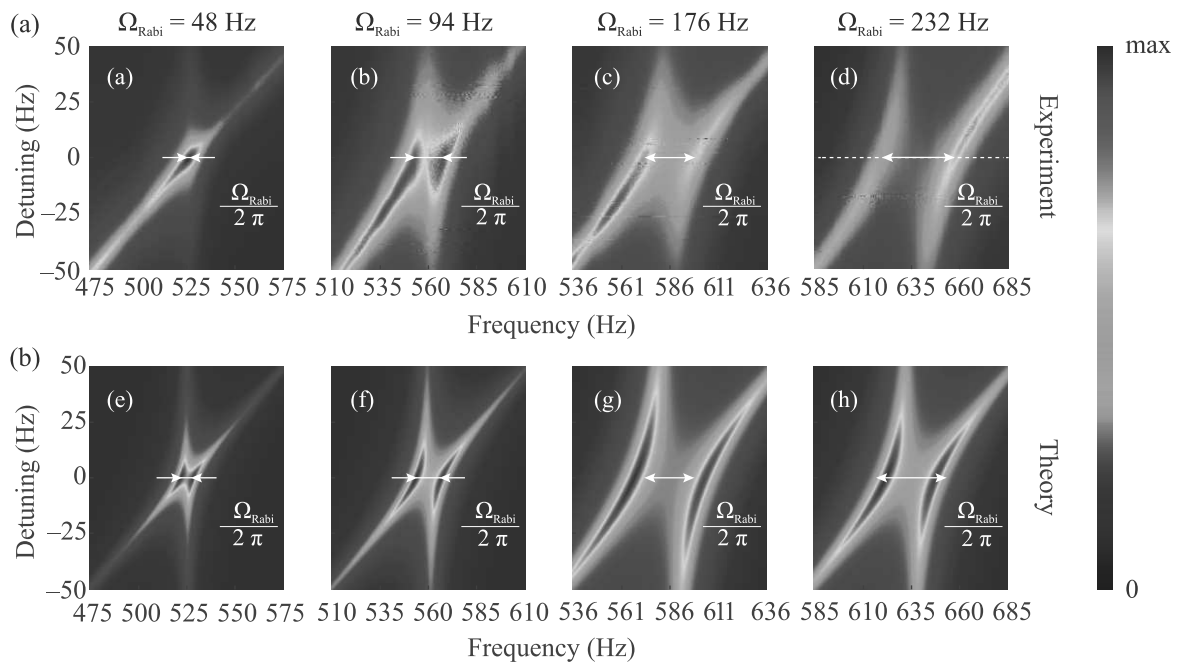


Рис. 4. (Цветной онлайн) Измеренные (a)–(d) и рассчитанные (e)–(h) карты спектрального отклика связанных резонаторов в зависимости от величины отстройки резонансов. Столбцы (слева направо) демонстрируют переход от режима слабой к режиму сильной связи: $g = 32, 60, 95, 129$ Гц, $\gamma_1 = \gamma_2 = 33 \pm 5$ Гц

ми мод двух резонаторов. Внимательно анализируя карты на рис. 3, можно заметить, что величина расщепления, а значит и сила связи, зависит от номера резонанса Фабри–Перо Резонатора 1 (вертикальные полосы). Действительно, из (5) нетрудно видеть, что сила связи зависит от поля моды Резонатора 1 в точ-

ке крепления Резонатора 2 (точка крепления всегда находится в пучности моды Резонатора 2). По этой причине для экспериментальной демонстрации перестройки силы связи, наряду с длиной Резонатора 2, мы варьировали длину Резонатора 1. Задача была в том, чтобы в ходе эксперимента как пучность, так

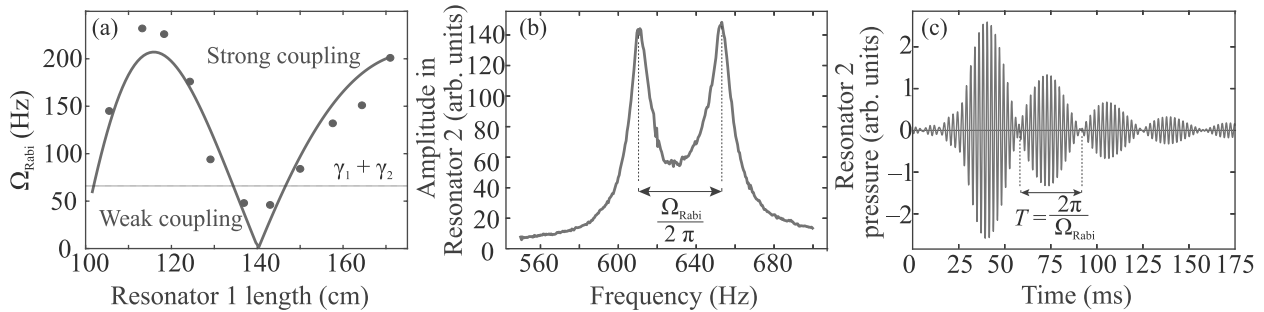


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Измеренная (точки) и рассчитанная аналитически (сплошная кривая) зависимость расщепления Раби от длины Резонатора 1: режимы слабой и сильной связи. (b) – Спектральный отклик связанных резонаторов в режиме наибольшей силы связи при нулевой отстройке резонансов, соответствующий сечению рис. 4d горизонтальной пунктирной линией. (c) – Измеренная временная зависимость сигнала, отвечающего панели (b), демонстрирующая акустические осцилляции Раби

и узел моды Резонатора 1 оказались в области соединения со вторым резонатором, как показано на рис. 2b.

В ходе эксперимента мы исследовали взаимодействие между модой Резонатора 1 с индексом $n_1 = 4$ и модой Резонатора 2 с $n_2 = 2$, на частотах возбуждения в области ≈ 600 Гц. Для увеличения контраста сигнала детектор располагался у зеркала Резонатора 2. Для различных длин Резонатора 1 отстройка частоты моды Резонатора 2 непрерывно варьировалась в диапазоне ± 50 Гц вблизи частоты моды Резонатора 1. На основании полученных данных были построены двумерные карты, представленные на рис. 4. В верхнем ряду (рис. 4a–d) представлены результаты экспериментальных измерений, наглядно демонстрирующие увеличение величины расщепления Ω_{Rabi} (частоты Раби) по мере усиления связи между резонаторами. В нижнем ряду (рис. 4e–h) представлены результаты расчетов в рамках теоретической модели (см. выражение (8)). Характерные величины потерь ($\gamma_{1,2} \approx 33$ Гц) были взяты из данных по спектроскопии одиночных резонаторов. Величина расщепления Раби Ω_{Rabi} принималась равной межмодовому расстоянию при нулевой отстройке резонансов (см. рис. 5b). В свою очередь, величину силы связи можно получить из выражения (5) для каждого эксперимента в отдельности. Однако в нашем случае, с учетом близких потерь обоих резонаторов, $g \approx \Omega_{\text{Rabi}}/2$. Хорошее соответствие экспериментальных данных и теоретических расчетов говорит о корректности выбранных приближений, в частности, об отсутствии потерь в канале связи.

Большая серия проведенных измерений позволила определить зависимость частоты Раби от длины Резонатора 1. Полученные данные показаны на рис. 5a точками. Вид полученной зависимости можно

легко определить, пользуясь несложными рассуждениями. Как уже отмечалось, величины силы связи между резонаторами g_0 и расщепления Раби Ω_{Rabi} (в случае равенства добротностей мод) пропорциональны модулю амплитуды поля моды в Резонаторе 1 в точке крепления Резонатора 2. Таким образом, $\Omega_{\text{Rabi}} \sim \Omega_0 \cos(n\pi z/l)$, где Ω_0 – максимальная величина расщепления Раби, z – координата вдоль оси резонатора, n – продольное квантовое число моды первого резонатора, взаимодействующей с одной из мод Резонатора 2. Эта зависимость была использована для аппроксимации экспериментальных данных ($z = 0.835$ м) и показана на рис. 5a сплошной красной линией.

2.3. Динамическая картина осцилляций в режиме сильной связи. До этого момента мы обсуждали сильную связь двух акустических резонаторов в спектральном представлении и характеризовали силу связи величиной расщепления Раби Ω_{Rabi} . Однако, оказывается весьма наглядным рассмотреть исследуемую систему во временной динамике. Для этого мы проанализировали систему в режиме, отвечающем рис. 4d при нулевой отстройке резонансных частот (пунктирная кривая на рисунке). Спектральный отклик системы приведен на рис. 5b. Большая величина расщепления обеспечивает режим сильной связи двух резонаторов. Для анализа динамической картины колебаний мы исключили из спектра отклика все гармоники на частотах, отстоящих от центральной 730 Гц, более чем на 75 Гц. Такая процедура соответствует возбуждению системы в указанной полосе частот. После Фурье фильтрации и применения обратного преобразования Фурье, мы получили временную динамику акустического сигнала, отвечающего взаимодействующим модам двух резонаторов (рис. 5c). Полученная временная зависимость поля

Резонатора 2 представляет собой затухающие бие-ния, период которых отвечает величине расщепления Раби Ω_{Rabi} и соответствует характерному времени, за которое энергия акустических колебаний перетекает из первого резонатора во второй и обратно.

Закключение. Таким образом, в работе экспериментально и теоретически изучены одиночные и связанные акустические резонаторы Фабри–Перо в частотной и временной области. Показано, что изменяя способ соединения резонаторов, можно управлять результирующей силой взаимодействия, реализуя переход от режима слабой к режиму сильной связи. При этом во втором случае наблюдаются осцилляции Раби, соответствующие перетеканию энергии акустических колебаний из первого резонатора во второй и обратно.

Представленные результаты будут крайне полезны при разработке перестраиваемых устройств, базирующихся на системах сильно связанных акустических резонаторов, таких как акустические метаматериалы и метаповерхности, и реализующих режимы медленного звука и высокочастотной частотной фильтрации для решения задач акустической обработки сигналов и высокочувствительного акустического детектирования.

Авторы благодарят М. В. Красикову, Е. М. Курганова, А. А. Богданова за ценные обсуждения и К. В. Барышникову за помощь в организации работы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 20-72-10141.

1. D. G. Lidzey, D. D. C. Bradley, M. S. Skolnick, T. Virgili, S. Walker, and D. M. Whittaker, *Nature* **395**, 53 (1998).
2. С. С. Демирчян, И. Ю. Честнов, С. М. Аракелян, А. П. Алоджанц, А. В. Кавокин, *Письма в ЖЭТФ* **103**(1), 56 (2016).

3. В. Д. Кулаковский, С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, *Письма в ЖЭТФ* **106**(9–10), 655 (2017).
4. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1391 (2014).
5. J. J. Baumberg, J. Aizpurua, M. H. Mikkelsen, and D. R. Smith, *Nat. Mater.* **18**, 668 (2019).
6. S. Assawaworrarit, X. Yu, and S. Fan, *Nature* **546**, 387 (2017).
7. X. Yu, Y. Yuan, J. Xu, K. T. Yong, J. Qu, and J. Song, *Laser Photonics Rev.* **13**, 1 (2018).
8. Д. С. Довженко, И. С. Васкан, К. Е. Мочалов, Ю. П. Ракович, И. Р. Набиев, *Письма в ЖЭТФ* **109**(1), 12 (2019).
9. L. Novotny, *Am. J. Phys.* **78**, 1199 (2010).
10. I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **51**, 652 (1937).
11. M. Frimmer and L. Novotny, *Am. J. Phys.* **82**, 947 (2014).
12. А. В. Козловский, *Письма в ЖЭТФ* **73**(7), 364 (2001).
13. М. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика*, пер. с англ., Физматлит, М. (2003), 512 с.
14. A. F. Kockum, A. Miranowicz, S. De Liberato, S. Savasta, and F. Nori, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 19 (2019).
15. L. Lamata, E. Rico, J. Kono, and E. Solano, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 25005 (2019).
16. S. Huang, T. Liu, Z. Zhou, X. Wang, J. Zhu, and Y. Li, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 1 (2020).
17. M. H. Lu, L. Feng, and Y. F. Chen, *Mater. Today*. **12**, 34 (2009).
18. F. Zangeneh-Nejad and R. Fleury, *Rev. Phys.* **4**, 100031 (2019).
19. X. Ni, X. P. Liu, Z. G. Chen, L. Y. Zheng, Y. L. Xu, M. H. Lu, and Y. F. Chen, *New J. Phys.* **16**(4), 043006 (2014).
20. T. T. Koutserimpas and R. Fleury, *Wave Motion* **89**, 221 (2019).
21. H. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice-Hall, New Jersey (1984).
22. М. А. Исакович, *Общая Акустика*, Наука, М. (1973).
23. <https://github.com/miroljubovmark/AcousticSpectroscopy>.

Текущий авторский указатель томов 111–113 ¹⁾

- Abbad A. **112**, 387 (364)
 Abbaoui S. **111**, 228 (210)
 Afashokov Yu. Z. **112**, 797 (753)
 AlFiky M. T. **111**, 10 (8)
 Alsobhi B. O. **113**, 326 ()
 Andjelković L. **113**, 236 ()
 Aziz Z. **112**, 313 (290)
 Barkalov O. I. **111**, 524 (456)
 Baskakov A. O. **111**, 524 (456)
 Belyaeva T. L. **111**, 483 (409);
 112, 499 (463)
 Benatmane S. **111**, 819 (694)
 Bendeddouche Z. **111**, 228 (210)
 Benstaali W. **112**, 313 (290);
 112, 387 (364)
 Bentata S. **112**, 313 (290);
 112, 387 (364)
 Bouadjemi B. **112**, 313 (290);
 112, 387 (364)
 Boukortt A. **111**, 228 (210)
 Burtebaev N. **111**, 483 (409)
 Chen J. **112**, 119 (117)
 Cherid S. **111**, 819 (694)
 Chernodubov D. A. **112**, 112 (106)
 Chu J. H. **113**, 131 (120)
 Clark J. W. **111**, 86 (96);
 112, 700 (657)
 Danilov A. N. **111**, 483 (409);
 112, 499 (463)
 Demyanova A. S. **111**, 483 (409);
 112, 499 (463)
 Deviatov E. V. **111**, 813 (685);
 113, 390 ()
 Dmitriev A. P. **113**, 132 (127)
 Dmitriev S. V. **111**, 483 (409)
 Dmitriev V. V. **112**, 820 (780)
 Dolinina D. A. **111**, 303 (268);
 112, 79 (71)
 Doumi B. **112**, 617 (568)
 Dzaparova I. M. **112**, 797 (753)
 Dzhabbaev D. D. **112**, 797 (753)
 Elsherif O. **111**, 10 (8)
 Eltsov V. B. **111**, 462 (389);
 111, 707 ()
 Esin V. D. **111**, 813 (685)
 Falcon E. **112**, 799 (757)
 Friesen A. V. **111**, 147 (129)
 Garifullin I. A. **113**, 210 ()
 Goncharov S. A. **111**, 483 (409);
 112, 499 (463)
 Gorbacheva E. A. **112**, 797 (753)
 Gurov Yu. B. **111**, 483 (409)
 Haid S. **112**, 387 (364)
 Hamed A. M. **111**, 10 (8)
 He X. **112**, 172 (157)
 Houari M. **112**, 313 (290);
 112, 387 (364)
 Inyushkin A. V. **112**, 112 (106)
 Irkhin V. Yu. **111**, 242 (230)
 Iskrenović P. **113**, 236 ()
 Jansitov D. **111**, 483 (409)
 Japaridze G. S. **112**, 700 (657)
 Jin G. **111**, 301 (264)
 Kacimi S. **111**, 228 (210)
 Kadiri A. **111**, 228 (210)
 Kalinovsky Yu. L. **111**, 147 (129)
 Kamashev A. A. **113**, 210 ()
 Kamenshchik A. Yu. **111**, 343 (306);
 111, 485 (416)
 Karpikov I. S. **112**, 797 (753)
 Khadzhiyev M. M. **112**, 797 (753)
 Khlebnikov S. V. **111**, 483 (409)
 Khodel V. A. **111**, 86 (96)
 Klimenko N. F. **112**, 797 (753)
 Kochurin E. **112**, 799 (757)
 Kolesnikov N. N. **111**, 813 (685);
 113, 390 ()
 Kolganov N. **111**, 623 (519)
 Kompaniets L. A. **112**, 482 (444)
 Kotikov A. V. **111**, 59 (67)
 Kudzhaev A. U. **112**, 797 (753)
 Kukovitsky E. **113**, 265 ()
 Kurenja A. N. **112**, 797 (753)
 Kutuzov M. S. **112**, 820 (780)
 Lantri T. **112**, 313 (290);
 112, 387 (364)
 Lebed A. G. **111**, 249 (239)
 Leevik Y. S. **112**, 700 (657)
 Lidvansky A. S. **112**, 797 (753)
 Li L. **112**, 119 (117)
 Louko J. **111**, 483 (409)
 Luo M. **112**, 68 (58)
 L'vov V. S. **111**, 462 (389);
 111, 707 ()
 Lyubutina M. V. **111**, 524 (456)
 Lyubutin I. S. **111**, 524 (456)
 Maslov V. A. **111**, 483 (409)
 Matouguia M. **112**, 387 (364)
 Matougui M. **112**, 313 (290)
 Mavrogordatos Th. K. **112**, 304 (274)
 Medvedev S. A. **111**, 524 (456)
 Mikhailova O. I. **112**, 797 (753)
 Milenković M. R. **113**, 236 ()
 Mitkin P. G. **113**, 446 ()
 Mokaddem A. **112**, 617 (568)
 Morozov An. **111**, 623 (519)
 Msezane A. Z. **112**, 700 (657)
 Naryshkin Yu. G. **113**, 221 ()
 Naumov P. G. **111**, 524 (456)
 Nikolić A. S. **113**, 236 ()
 Ogarkova Yu. L. **111**, 524 (456)
 Ogloblin A. A. **111**, 483 (409);
 112, 499 (463)
 Orlova N. N. **113**, 390 ()
 Panov A. V. **111**, 32 (36)
 Penionzhkevich Yu. E. **111**, 483 (409)
 Petkov V. B. **112**, 797 (753)
 Pikalov A. **113**, 274 ()
 Remil G. **112**, 313 (290)
 Ricard G. **112**, 799 (757)
 Romanenko V. S. **112**, 797 (753)
 Roy A. M. **112**, 187 (173);
 113, 263 ()
 Rubtsov G. I. **112**, 797 (753)
 Ryshkov N. S. **113**, 390 ()
 Sakhin V. **113**, 265 ()
 Semenov A. N. **111**, 50 (55)
 Sepper O. **111**, 249 (239)
 Sergeev V. M. **111**, 483 (409)
 Shabara R. M. **113**, 326 ()
 Shaginyan V. R. **112**, 700 (657)
 Shalin A. S. **111**, 303 (268);
 112, 79 (71)
 Shen Y. H. **112**, 68 (58)
 Shreter Yu. G. **112**, 112 (106)
 Skryabin Yu. N. **111**, 242 (230)
 Sobolev Yu. G. **111**, 483 (409)
 Soldatov A. A. **112**, 820 (780)

¹⁾В скобках указаны номера страниц английского издания для вып. 111(1)–113(2).

- Solovyev I. V. **112**, 686 (642)
 Sonin E. B. **111**, 705 ()
 Starastsin V. I. **111**, 483 (409);
112, 499 (463)
 Starchikov S. S. **111**, 524 (456)
 Streltsov S. V. **112**, 686 (642)
 Subbotin A. V. **111**, 50 (55)
 Suljagić M. **113**, 236 ()
 Surovtsev E. V. **112**, 820 (780)
 Tadjer A. **112**, 617 (568)
 Talanov Yu. **113**, 265 ()
 Taldenkov A. N. **112**, 112 (106)
 Tan Q. **111**, 301 (264);
112, 172 (157)
 Teitel'baum G. **113**, 265 ()
 Timonina A. V. **111**, 813 (685);
113, 390 ()
 Toneev V. D. **111**, 147 (129)
 Troitsky S. V. **112**, 797 (753)
 Tronconi A. **111**, 485 (416)
 Trzaska W. H. **111**, 483 (409);
112, 499 (463)
 Tyurin G. P. **111**, 483 (409)
 Unatlokov I. B. **112**, 797 (753)
 Ushakov A. V. **112**, 686 (642)
 Vardanyan T. **111**, 343 (306)
 Venturi G. **111**, 485 (416)
 Volovik G. E. **111**, 441 (368);
 Volovik G. E. **111**, 689 ();
112, 539 (505)
 Voronenkov V. V. **112**, 112 (106)
 Wang H. **111**, 301 (264);
112, 172 (157)
 Xu Y. E. **113**, 131 (120)
 Yanin A. F. **112**, 797 (753)
 Yudin A. N. **112**, 820 (780)
 Yulin A. V. **111**, 303 (268);
112, 79 (71)
 Zakharov B. G. **112**, 435 (393);
112, 723 (681)
 Zakharov V. I. **113**, 446 ()
 Zakhvataev V. E. **112**, 482 (444)
 Zaoui A. **111**, 228 (210)
 Zarembo K. **111**, 173 (157)
 Zaslavskii O. B. **111**, 300 (260)
 Zhezher Ya. V. **112**, 797 (753)
 Zhuravleva K. V. **112**, 797 (753)
 Zitouni A. **112**, 313 (290)
 Zubarev N. **112**, 799 (757)
 Zubkov M. A. **113**, 448 ()
 Zverev M. V. **111**, 86 (96)
 Авдеев М. В. **111**, 154 (139)
 Аверкиев Н. С. **113**, 52 (47)
 Авосопянц Г. В. **111**, 646 ()
 Агасян Н. О. **111**, 219 (201)
 Азаревич А. Н. **112**, 451 (413)
 Айдакина Н. А. **113**, 96 (86)
 Акмаев М. А. **112**, 650 (607)
 Акопян Л. А. **112**, 626 (585)
 Аксенов С. В. **111**, 321 (286)
 Алексенский А. Е. **111**, 375 (338)
 Алешкин В. Я. **112**, 541 (508)
 Альшиц В. И. **112**, 127 (127)
 Аминев Д. Ф. **112**, 501 (471)
 Амусья М. Я. **111**, 536 (472)
 Амусья М. Я. **111**, 12 (18);
 Амусья М. Я. **112**, 233 (219);
112, 709 (673)
 Андреев А. А. **112**, 598 (550)
 Андреева М. А. **113**, 175 ()
 Андрианов Е. С. **112**, 725 (688)
 Андриюшечкин Б. В. **111**, 697 ()
 Анисимов А. Н. **112**, 813 (774)
 Антипина Л. Ю. **111**, 244 (235)
 Антоненко Д. С. **112**, 466 (428)
 Антонов Н. Н. **111**, 291 (251)
 Антропов А. С. **112**, 334 (310)
 Аплеснин С. С. **112**, 680 (636)
 Арбузов А. Б. **112**, 493 (457)
 Арбузова Т. И. **111**, 186 (172)
 Аристова И. М. **113**, 189 ()
 Аристов В. Ю. **113**, 189 ()
 Аронин Кобелев А. С. Н. П. **113**,
 341 ()
 Артемов В. В. **112**, 374 (352)
 Артемьев А. А. **112**, 291 (263)
 Артюх А. А. **111**, 93 (109);
111, 469 (397)
 Архипов М. В. **111**, 586 (484);
 Архипов М. В. **111**, 794 (668);
113, 237 ()
 Архипов Р. М. **111**, 586 (484);
 Архипов Р. М. **111**, 794 (668);
113, 237 ()
 Асадчиков В. Е. **111**, 597 (489);
 Асадчиков В. Е. **113**, 161 ();
113, 175 ()
 Афанасьев А. Е. **111**, 757 ()
 Афанасьева Е. Ю. **111**, 520 (452)
 Афанасьев В. П. **111**, 230 (218)
 Афонин А. Г. **113**, 223 ()
 Афонин Г. В. **111**, 691 ()
 Ахматханов А. Р. **112**, 644 (602)
 Ашитков С. И. **113**, 84 (75);
113, 311 ()
 Бабиченко В. С. **112**, 618 (577)
 Бабунц Р. А. **112**, 813 (774)
 Багаев В. С. **112**, 160 (145)
 Баева Э. М. **111**, 88 (104)
 Бакаров А. К. **112**, 54 (45)
 Бакаров А. К. s **112**, 475 (437)
 Бакшеев Д. Г. **112**, 196 (186);
113, 328 ()
 Балаев Д. А. **111**, 197 (183)
 Балацкий Д. В. **113**, 267 ()
 Балдин А. А. **111**, 291 (251)
 Балтенков А. С. **111**, 12 (18);
111, 536 (472)
 Балыкин В. И. **111**, 757 ()
 Банников М. И. **111**, 166 (151);
112, 263 (246)
 Бантыш Б. И. **111**, 615 (512)
 Барабанов А. Л. **112**, 343 (323)
 Баранов В. Т. **113**, 223 ()
 Баранов П. Г. **112**, 813 (774)
 Барецки Б. **111**, 674 ();
 Барецки Б. **112**, 45 (37);
112, 275 (257)
 Баркалова А. С. **112**, 88 (84)
 Барнов Е. В. **113**, 223 ()
 Барсукова М. Г. **111**, 40 (46)
 Барышников К. А. **111**, 820 (703)
 Баулин Р. А. **113**, 175 ()
 Бахтизин Р. З. **111**, 396 (357)
 Башаров А. М. **111**, 632 (532);
111, 798 (672)
 Баюков О. А. **113**, 267 ()
 Бекиров А. Р. **112**, 361 (341)
 Белавин А. **112**, 388 (370)
 Белов Н. К. **111**, 305 (273)
 Белогорлов А. А. **113**, 378 ()
 Белозеров Е. И. **112**, 516 (485)
 Белоплатов Д. В. **113**, 133 (129)
 Белотелов В. И. **111**, 52 (62);
 Белотелов В. И. **112**, 314 (299);
 Белотелов В. И. **112**, 749 (710);
112, 759 (720)
 Бельх В. В. **112**, 650 (607)
 Бельх С. Ф. **111**, 531 (467)
 Бельская Н. А. **113**, 267 ()
 Бельтюков Я. М. **112**, 547 (513)
 Бен Хамида Я. **112**, 743 (705)
 Березуцкий А. Г. **111**, 335 (299)

- Бессас Д. **113**, 175 ()
- Бишлер Л. **111**, 591 (494)
- Бовкун Л. С. **112**, 541 (508)
- Богацкая А. В. **111**, 443 (371)
- Богач А. В. **112**, 451 (413)
- Богданова Н. А. **111**, 646 ()
- Богданов Ю. И. **111**, 615 (512); **111**, 646 ()
- Большинцов В. В. **112**, 743 (705)
- Бондаревская А. С. **113**, 52 (47)
- Бордонский Г. С. **111**, 311 (278)
- Борман В. Д. **113**, 378 ()
- Бочкин Г. А. **112**, 754 (715)
- Бояринцев Э. Л. **111**, 335 (299)
- Брагута В. В. **112**, 9 (6)
- Бражкин В. В. **112**, 787 (745)
- Бреев И. Д. **112**, 813 (774)
- Бритвич Г. И. **113**, 223 ()
- Брысев А. П. **111**, 464 (392)
- Бугров А. Н. **113**, 385 ()
- Буздин А. И. **113**, 38 (34); **113**, 102 (92)
- Бузмаков А. В. **113**, 161 ()
- Бузовкин А. Б. **111**, 509 (442)
- Булатов М. Ф. **111**, 674 ()
- Бункин А. Ф. **111**, 464 (392);
- Бункин А. Ф. **112**, 437 (399); **113**, 435 ()
- Буньков Ю. М. **111**, 52 (62);
- Буньков Ю. М. **112**, 101 (95);
- Буньков Ю. М. **112**, 314 (299); **112**, 749 (710)
- Буриков С. А. **111**, 625 (525)
- Буримов Н. И. **112**, 644 (602)
- Быков А. А. **112**, 54 (45); **112**, 475 (437)
- Бюхнер Б. **111**, 388 (350)
- Вагизов Ф. Г. **111**, 181 (167)
- Вайшнине Л. А. **112**, 343 (323)
- Валуев К. А. **113**, 68 (61)
- Вальков В. В. **111**, 772 ()
- Ванчо П. **112**, 328 (305)
- Ваньков А. Б. **112**, 62 (53); **113**, 112 (102)
- Варлачев В. А. **113**, 229 ()
- Васильев С. Г. **112**, 754 (715)
- Васильев А. Н. **113**, 450 ()
- Васильева О. Ф. **111**, 579 (477)
- Васильев В. В. **111**, 579 (477)
- Васильев Н. Н. **113**, 463 ()
- Васильев О. А. **111**, 435 (363)
- Вахрушев В. О. **113**, 468 ()
- Введенский Н. В. **112**, 81 (77)
- Векман А. В. **111**, 767 ()
- Великанов Д. А. **111**, 197 (183)
- Веневцев И. Д. **112**, 240 (225)
- Вергелес С. С. **111**, 509 (442)
- Ветошко П. М. **111**, 52 (62);
- Ветошко П. М. **112**, 314 (299); **112**, 749 (710)
- Вивек Кумар Сингх **111**, 591 (494)
- Викторов В. А. **111**, 291 (251)
- Вильшанская Е. В. **113**, 92 (82)
- Виноградов А. П. **112**, 725 (688)
- Владимирова Г. А. **111**, 223 (205)
- Власенко В. А. **111**, 475 (403); **112**, 822 (786)
- Власов И. И. **112**, 17 (13)
- Волков В. В. **112**, 632 (591)
- Волков М. К. **112**, 493 (457)
- Волочаев М. Н. **111**, 815 (690)
- Воробьев А. С. **112**, 343 (323)
- Воробьев Н. С. **112**, 774 (734)
- Воронин А. А. **112**, 22 (17); **113**, 304 ()
- Воронин В. В. **112**, 639 (597)
- Воронов А. А. **112**, 759 (720)
- Воронов В. В. **111**, 625 (525)
- Врубель И. И. **111**, 328 (293)
- Вуколов В. А. **111**, 295 (255)
- Вуль А. Я. **112**, 807 (769)
- Вурмель С. **111**, 388 (350)
- Гавриленко В. И. **112**, 541 (508)
- Гавриленко В. И. **111**, 682 (); **113**, 399 ()
- Гаврилкин С. Ю. **111**, 166 (151)
- Гавричков В. А. **112**, 258 (241)
- Гаврюшкин П. Н. **111**, 160 (145)
- Гагарский А. М. **112**, 343 (323)
- Газизов А. Р. **113**, 152 ()
- Галеева А. В. **112**, 263 (246)
- Галимов А. И. **113**, 248 ()
- Галль Н. Р. **111**, 520 (452)
- Галоян А. С. **111**, 291 (251)
- гальперин Ю. М. **112**, 54 (45)
- Ганичев С. Д. **113**, 463 ()
- Гапиенко В. А. **111**, 291 (251)
- Гапиенко Г. С. **111**, 291 (251)
- Гартман А. Д. **112**, 730 (693)
- Гашков М. А. **113**, 370 ()
- Гершензон М. Е. **111**, 237 (225)
- Гижа С. С. **112**, 774 (734)
- Гимазов И. И. **113**, 450 ()
- Глазков В. Н. **112**, 688 (647)
- Глазов М. М. **113**, 10 (7)
- Глазунов А. Л. **111**, 223 (205)
- Глезер А. М. **113**, 468 ()
- Глек П. Б. **112**, 22 (17); **113**, 304 ()
- Глушков В. В. **112**, 451 (413)
- Головенчиц Е. И. **111**, 826 (709)
- Головчанский И. А. **112**, 743 (705)
- Голуб Л. Е. **111**, 19 (24)
- Голубь А. П. **113**, 440 ()
- Гольшнев А. А. **111**, 838 (720)
- Гончарова Е. В. **111**, 691 ()
- Горан А. В. **112**, 475 (437)
- Горнакова А. С. **111**, 674 ()
- Горайнов С. В. **111**, 230 (218)
- Горячук И. О. **111**, 789 (663)
- Гресь В. Н. **111**, 291 (251)
- Григорьев П. Д. **112**, 107 (101)
- Григорьев Т. **111**, 591 (494)
- Гришаков К. С. **113**, 182 ()
- Гришаков К. С. **112**, 674 (630)
- Гришин М. Я. **111**, 464 (392); **112**, 437 (399)
- Громилов С. А. **113**, 267 ()
- Губайдуллин А. Р. **111**, 763 ()
- Гудков В. В. **113**, 52 (47)
- Гунбина А. А. **111**, 641 ()
- Гуров Ю. Б. **113**, 147 ()
- Гурулев А. А. **111**, 311 (278)
- Гусев А. И. **111**, 190 (176)
- Гусева Ю. А. **113**, 248 ()
- Гусев Г. М. **111**, 107 (121)
- Гусев Н. С. **111**, 370 (333); **111**, 815 (690)
- Гусихин П. А. **111**, 316 (282)
- Гуськов С. Ю. **111**, 149 (135)
- Гущин М. Е. **113**, 96 (86)
- Давыдов М. А. **112**, 437 (399); **113**, 435 ()
- Данилов М. В. **112**, 484 (452)
- Данилов П. А. **112**, 579 (533); **113**, 299 ()
- Дворецкий С. А. **111**, 682 ();
- Дворецкий С. А. **111**, 750 ();
- Дворецкий С. А. **112**, 263 (246);
- Дворецкий С. А. **112**, 541 (508); **113**, 399 ()
- Двуреченский А. В. **113**, 58 (52)
- Дегтяренко Н. Н. **112**, 674 (630)

- Делев В. А. **113**, 26 (23)
 Демин В. А. **111**, 469 (397);
 Демин В. А. **112**, 328 (305);
112, 379 (357)
 Демишев С. В. **112**, 451 (413)
 Демьянов Б. Ф. **111**, 767 ()
 Димитриева С. Е. **112**, 501 (471)
 Дмитриев А. А. **112**, 54 (45)
 Доленко Т. А. **111**, 625 (525)
 Долженко Д. Е. **112**, 263 (246)
 Дорожкин С. И. **111**, 668 ()
 Доронин И. В. **112**, 725 (688)
 Дричко И. Л. **112**, 54 (45)
 Дровосеков А. Б. **112**, 88 (84)
 Дроздов М. Н. **111**, 531 (467)
 Дружинин А. В. **112**, 45 (37)
 Дубиков А. В. **112**, 644 (602)
 Дудкин Г. Н. **113**, 229 ()
 Дулебо А. И. **112**, 650 (607)
 Дьячкова И. Г. **111**, 597 (489);
113, 161 ()
 Дюгаев А. М. **112**, 107 (101)
 Евдокимов С. В. **113**, 291 ()
 Еганова Е. М. **113**, 84 (75)
 Егоров С. В. **112**, 743 (705)
 Егранов А. В. **113**, 52 (47)
 Екимов Е. А. **112**, 17 (13)
 Екомасов Е. Г. **111**, 209 (193);
112, 357 (337)
 Ельцов К. Н. **111**, 697 ()
 Емельянов А. В. **112**, 379 (357)
 Еремин Б. **112**, 388 (370)
 Есин А. А. **112**, 644 (602)
 Ефимов М. А. **111**, 335 (299)
 Жаров А. А. **112**, 73 (65)
 Жаров А. А. мл. **112**, 73 (65)
 Жарова Н. А. **112**, 73 (65)
 Жаховский В. В. **113**, 84 (75);
113, 311 ()
 Жевстовских И. В. **113**, 52 (47)
 Желтиков А. М. **113**, 3 (1)
 Желтиков А. М. **112**, 22 (17);
113, 304 ()
 Жигадло Н. Д. **112**, 523 (491)
 Жилиева Е. И. **112**, 623 (582)
 Жолудев М. С. **111**, 682 ();
 Жолудев М. С. **112**, 541 (508);
113, 399 ()
 Жукова М. О. **113**, 237 ()
 Журавлев А. С. **112**, 516 (485)
 Задиранов Ю. М. **113**, 248 ()
 Задорожная Л. А. **112**, 240 (225)
 Зайцев-Зотов С. В. **111**, 45 (50);
 Зайцев-Зотов С. В. **112**, 93 (88);
112, 367 (346)
 Заливако И. В. **112**, 626 (585)
 Зарезин А. М. **111**, 316 (282)
 Зарецкий Н. П. **111**, 149 (135)
 Захаров Ю. П. **111**, 335 (299)
 Зверев В. Н. **112**, 623 (582)
 Зегря Г. Г. **112**, 807 (769)
 Зеленер Б. Б. **113**, 92 (82)
 Зеленер Б. В. **113**, 92 (82)
 Зинган А. П. **111**, 579 (477)
 Зиновьева А. Ф. **113**, 58 (52)
 Зиновьев В. А. **113**, 58 (52)
 Зиняков Т. А. **111**, 65 (76)
 Зиятдинова М. З. **112**, 774 (734)
 Золотов Д. А. **111**, 597 (489);
113, 161 ()
 Зубарева О. В. **113**, 370 ()
 Зубарев Н. М. **113**, 256 ();
113, 370 ()
 Зудин И. Ю. **113**, 96 (86)
 Зыбцев С. Г. **112**, 93 (88)
 Зябловский А. А. **112**, 725 (688)
 Иванов К. Е. **111**, 487 (422)
 Иванькова Е. М. **113**, 385 ()
 Ивахненко С. А. **111**, 597 (489)
 Ивченко Е. Л. **113**, 10 (7)
 Игнатов А. И. **113**, 84 (75)
 Игнатьева Д. О. **112**, 759 (720)
 Иешкин А. Е. **111**, 531 (467)
 Изучеев В. И. **113**, 291 ()
 Иконников А. В. **111**, 682 ();
 Иконников А. В. **112**, 541 (508);
113, 399 ()
 Ильичев Л. В. **113**, 212 ()
 Илюшин М. А. **111**, 291 (251)
 Иногамов Н. А. **113**, 84 (75);
113, 311 ()
 Ионин А. А. **112**, 579 (533);
 Ионин А. А. **113**, 299 ();
113, 365 ()
 Исаков Р. С. **111**, 197 (183)
 Каган М. Ю. **111**, 321 (286)
 Казак Н. В. **113**, 267 ()
 Казаков А. С. **112**, 263 (246)
 Казей З. А. **112**, 189 (180)
 Кайсин Б. Д. **112**, 62 (53)
 Калитеевский М. А. **111**, 763 ()
 Калиш А. Н. **112**, 759 (720)
 Каневский В. М. **112**, 240 (225)
 Капустин А. А. **111**, 668 ()
 Караштин Е. А. **112**, 121 (122)
 Кардакова А. И. **111**, 88 (104)
 Карелина Л. Н. **112**, 743 (705)
 Каримов Д. Н. **113**, 175 ()
 Карки Д. **112**, 759 (720)
 Карманов Д. Е. **111**, 435 (363)
 Катаев А. Л. **111**, 789 (663)
 Катамадзе К. Г. **111**, 646 ()
 Катин К. П. **113**, 182 ()
 Кашин А. М. **112**, 531 (498)
 Кашкаров П. К. **112**, 379 (357)
 Квашнин А. Г. **111**, 380 (343)
 Квашнин Д. Г. **111**, 244 (235);
 Квашнин Д. Г. **111**, 743 ();
112, 328 (305)
 Квон З. Д. **111**, 107 (121);
 Квон З. Д. **112**, 174 (161);
 Квон З. Д. **113**, 328 ();
113, 463 ()
 Кецко В. А. **112**, 680 (636)
 Кившарь Ю. **112**, 658 (615)
 Кильмамбетов А. Р. **111**, 674 ();
112, 45 (37)
 Кирпичев В. Е. **112**, 38 (31)
 Кирпиченкова Н. В. **112**, 114 (112)
 Кирпиченков В. Я. **112**, 114 (112)
 Китаева Г. Х. **112**, 297 (269)
 Киямов А. Г. **113**, 450 ()
 Кленов Н. В. **111**, 443 (371)
 Климо Г. В. **113**, 248 ()
 Клопотов Р. В. **111**, 464 (392)
 Клочкова Н. В. **111**, 723 ()
 Книжник А. А. **111**, 305 (273)
 Князев Г. А. **112**, 314 (299);
112, 749 (710)
 Князев Ю. В. **113**, 267 ()
 Кобелев Н. П. **111**, 691 ();
111, 806 (679)
 Ковалев А. И. **113**, 468 ()
 Ковалев И. М. **111**, 435 (363)
 Ковалев М. С. **113**, 365 ()
 Ковалевский В. В. **111**, 230 (218)
 Коваленко С. Л. **111**, 697 ()
 Ковальчук О. Е. **112**, 579 (533)
 Ковражкин Р. А. **111**, 223 (205)
 Кожаев М. А. **112**, 759 (720)
 Козлов Д. А. **112**, 174 (161)
 Козлов Д. В. **111**, 682 ();
113, 399 ()

- Колачевский Н. Н. **112**, 626 (585)
 Колесников С. В. **111**, 101 (116)
 Колмычек И. А. **111**, 370 (333)
 Колобов А. В. **112**, 501 (471)
 Колоколов И. В. **111**, 509 (442)
 Комаров П. С. **113**, 311 ()
 Комельков А. С. **112**, 774 (734)
 Комиссарова М. В. **111**, 355 (320)
 Компанец В. О. **111**, 27 (31);
 113, 365 ()
 Конарев П. В. **112**, 632 (591)
 Кондорский А. Д. **112**, 736 (699)
 Кондратюк Е. С. **113**, 291 ()
 Кон И. А. **111**, 45 (50);
 112, 93 (88)
 Консежо К. **112**, 541 (508)
 Константинова Е. А. **112**, 562 (527)
 Константинов Д. **112**, 101 (95)
 Кончаков Р. А. **111**, 806 (679);
 113, 341 ()
 Конюх Д. А. **112**, 547 (513)
 Копасов А. А. **113**, 38 (34)
 Копица Г. П. **113**, 385 ()
 Коробейщиков Н. Г. **111**, 531 (467)
 Коробков С. В. **113**, 96 (86)
 Коробцев С. В. **111**, 305 (273)
 Коротеев Г. А. **111**, 723 ()
 Коршунов М. М. **113**, 63 (57)
 Косарева О. Г. **111**, 27 (31)
 Косач А. А. **112**, 114 (112)
 Костин В. А. **112**, 81 (77)
 Котова О. Д. **111**, 625 (525)
 Котов А. Ю. **112**, 9 (6)
 Кочергин И. В. **112**, 291 (263)
 Кочиев М. В. **112**, 650 (607)
 Крайнов И. В. **111**, 820 (703)
 Красиков К. М. **112**, 451 (413)
 Крейнс Н. М. **112**, 88 (84)
 Кретьова М. А. **111**, 806 (679)
 Кривенков В. А. **112**, 584 (537)
 Кривобок В. С. **112**, 160 (145);
 112, 501 (471)
 Кригель М. Й. **111**, 674 ()
 Криштопенко С. С. **112**, 541 (508)
 Кройчук М. К. **112**, 730 (693)
 Крюкова А. Е. **112**, 632 (591)
 Крюкова И. С. **112**, 584 (537)
 Кугель К. И. **112**, 693 (651);
 112, 764 (725)
 Кудасов Ю. Б. **113**, 168 ()
 Кудрявцев А. Г. **111**, 112 (126);
 113, 406 ()
 Кудрявцев О. С. **112**, 17 (13)
 Кудряшов И. А. **111**, 435 (363)
 Кудряшов С. И. **112**, 579 (533);
 Кудряшов С. И. **113**, 299 ();
 113, 365 ()
 Кузмичев А. Н. **112**, 314 (299);
 112, 749 (710)
 Кузмичёв А. Н. **111**, 52 (62)
 Кузнецов Д. Д. **112**, 9 (6)
 Кузнецов В. А. **112**, 516 (485)
 Кузнецов К. А. **112**, 297 (269)
 Кузнецов С. В. **111**, 625 (525)
 Кузьмичева Т. Е. **111**, 388 (350);
 Кузьмичева Т. Е. **112**, 523 (491);
 112, 822 (786)
 Кузьмичев С. А. **111**, 388 (350);
 Кузьмичев С. А. **112**, 523 (491);
 112, 822 (786)
 Кукушкин В. И. **112**, 38 (31)
 Кукушкин И. В. **111**, 316 (282);
 Кукушкин И. В. **112**, 38 (31);
 Кукушкин И. В. **112**, 62 (53);
 Кукушкин И. В. **112**, 516 (485);
 113, 112 (102)
 Кулеева Н. А. **112**, 603 (555)
 Кулик Л. В. **112**, 516 (485);
 113, 58 (52)
 Куликов А. Г. **112**, 374 (352)
 Кунцевич А. Ю. **111**, 166 (151);
 Кунцевич А. Ю. **111**, 750 ();
 112, 650 (607)
 Курганов А. А. **111**, 435 (363)
 Кутлин А. Г. **113**, 38 (34)
 Кутузов А. С. **111**, 154 (139)
 Кучинский Э. З. **112**, 603 (555)
 Кучугов П. А. **111**, 149 (135)
 Кытина Е. В. **112**, 562 (527)
 Ладыгина В. П. **111**, 197 (183)
 Лапушкин С. В. **113**, 147 ()
 Ларюшин И. Д. **112**, 81 (77)
 Латышев А. В. **113**, 328 ()
 Лахманский К. Е. **112**, 626 (585)
 Лебедев В. В. **111**, 509 (442)
 Леви М. **112**, 759 (720)
 Левин В. М. **113**, 68 (61)
 Левченко А. А. **111**, 653 ()
 Левченко А. О. **112**, 579 (533)
 Леднев В. Н. **111**, 464 (392)
 Лемзяков С. А. **111**, 641 ()
 Леонова Т. И. **113**, 147 ()
 Леонтьев А. А. **112**, 297 (269)
 Лерер А. М. **112**, 152 (138)
 Лисянский А. А. **112**, 725 (688)
 Литасов К. Д. **111**, 160 (145);
 111, 230 (218)
 Лобанов И. С. **113**, 223 ()
 Лозин О. И. **112**, 114 (112)
 Ломоносова Т. А. **113**, 320 ()
 Лукичев В. Ф. **111**, 646 ()
 Лукьянчук Б. С. **112**, 361 (341)
 Любимов В. Н. **112**, 127 (127)
 Любовская Р. Н. **112**, 623 (582)
 Любовский Р. Б. **112**, 623 (582)
 Любутин И. С. **112**, 374 (352)
 Лютостанский Ю. С. **111**, 723 ()
 Лядов Н. М. **113**, 450 ()
 Мазилкин А. А. **111**, 674 ();
 112, 45 (37)
 Мазилкин И. А. **111**, 514 (447);
 112, 275 (257)
 Мазурицкий М. И. **112**, 152 (138)
 Маишеев В. А. **112**, 3 (1)
 Майдыковский А. И. **111**, 370 (333)
 Макаров А. С. **111**, 691 ();
 113, 341 ()
 Макаров Г. Н. **111**, 361 (325);
 112, 226 (213)
 Макушина В. А. **112**, 774 (734)
 Мальцев Е. И. **111**, 475 (403)
 Мамин Г. В. **111**, 52 (62)
 Мамрашев А. А. **111**, 75 (85)
 Мареев Е. И. **112**, 780 (739)
 Марк Г. **112**, 328 (305)
 Маркевич С. А. **113**, 486 ()
 Мартовицкий В. П. **111**, 166 (151);
 112, 501 (471)
 Маслаков К. И. **111**, 487 (422)
 Маслов М. М. **113**, 182 ()
 Массалимов Б. И. **111**, 475 (403)
 Масюгин А. Н. **112**, 680 (636)
 Ма Х. **111**, 501 (434)
 Махмудиан М. М. **112**, 246 (230)
 Мацукатова А. Н. **112**, 379 (357)
 Машко А. М. **111**, 757 ()
 Медведев Д. Д. **111**, 305 (273)
 Медриш И. В. **111**, 160 (145)
 Межов-Деглин Л. П. **111**, 653 ()
 Мейлахс А. П. **111**, 375 (338)
 Мастерсон А. А. **111**, 757 ()
 Мельников А. С. **113**, 38 (34);
 113, 102 (92)

- Месяц Г. А. **113**, 256 ();
113, 370 ()
Мигдал К. П. **113**, 299 ()
Микушкин В. М. **112**, 801 (764)
Мильштейн А. И. **111**, 215 (197);
112, 352 (332)
Минакова В. Е. **112**, 367 (346)
Минеев В. П. **111**, 833 (715)
Миннегалиев М. М. **113**, 3 (1)
Миннеханов А. А. **112**, 379 (357);
112, 562 (527)
Миронов А. **111**, 591 (494)
Миронов С. В. **113**, 38 (34);
113, 102 (92)
Мирошниченко И. Б. **111**, 335 (299)
Митрофанов А. В. **112**, 22 (17);
113, 304 ()
Михайлов Н. Н. **111**, 107 (121);
Михайлов Н. Н. **111**, 682 ();
Михайлов Н. Н. **111**, 750 ();
Михайлов Н. Н. **112**, 174 (161);
Михайлов Н. Н. **112**, 263 (246);
Михайлов Н. Н. **112**, 541 (508);
Михайлов Н. Н. **113**, 399 ();
113, 463 ()
Михальков Ю. М. **112**, 774 (734)
Могиленец Ю. А. **112**, 374 (352)
Моисеев С. А. **111**, 602 (500);
113, 3 (1)
Молодец А. М. **111**, 838 (720)
Молодцова О. В. **113**, 189 ()
Молотков С. Н. **111**, 608 (506);
Молотков С. Н. **111**, 778 ();
112, 401 (383)
Морозов А. **111**, 591 (494)
Морозова Е. Н. **112**, 38 (31)
Морозов Ан. **111**, 591 (494)
Морозов И. В. **111**, 388 (350)
Морозов К. М. **111**, 763 ()
Морозов С. В. **111**, 682 ();
113, 399 ()
Мороков Е. С. **113**, 68 (61)
Мохов Е. Н. **112**, 813 (774)
Музыченко Д. А. **111**, 396 (357)
Муравьев В. М. **111**, 316 (282)
Мурзина Т. В. **111**, 370 (333)
Муслимов А. Э. **112**, 240 (225)
Мусорин А. И. **111**, 40 (46)
Мяконьких А. В. **111**, 531 (467)
Набиев И. Р. **112**, 584 (537)
Надолинский А. М. **111**, 61 (72)
Назаров М. М. **113**, 304 ()
Найденов М. Н. **112**, 147 (133)
Науменко Г. А. **111**, 295 (255)
Наумов С. В. **111**, 186 (172)
Некоркин В. И. **113**, 415 ()
Некрасов А. Н. **111**, 674 ()
Некрасов И. А. **113**, 63 (57);
113, 126 (115)
Ненашев А. В. **113**, 58 (52)
Неронов А. **113**, 77 (69)
Нестеров А. И. **112**, 268 (250)
Нечаев Б. А. **113**, 229 ()
Никитина А. М. **112**, 367 (346)
Никифорова П. М. **111**, 443 (371)
Николаева И. А. **111**, 27 (31)
Николаев И. Д. **111**, 682 ()
Николаев Н. Н. **111**, 215 (197);
112, 352 (332)
Николаев С. В. **112**, 268 (250)
Николаев С. Н. **112**, 88 (84);
Николаев С. Н. **112**, 160 (145);
112, 501 (471)
Номоконов Д. В. **112**, 475 (437)
Норман Г. Э. **111**, 175 (162);
111, 251 (245)
Овчинникова Т. М. **112**, 258 (241)
Овчинников С. Г. **112**, 258 (241);
112, 268 (250)
Ольшанецкий Е. Б. **112**, 174 (161)
Онищенко Е. Е. **112**, 501 (471)
Орешкин А. И. **111**, 396 (357)
Орешкин С. И. **111**, 396 (357)
Орлинский С. Б. **111**, 52 (62)
Орлита М. **112**, 541 (508)
Орлов А. О. **111**, 311 (278)
Орлов А. П. **112**, 93 (88)
Орлов Ю. С. **112**, 258 (241);
112, 268 (250)
Осипенко А. П. **111**, 723 ()
Осипов А. А. **113**, 410 ()
Ошурко В. Б. **113**, 435 ()
Павлова А. А. **113**, 385 ()
Павлова Т. В. **111**, 697 ()
Павлов Н. С. **113**, 63 (57);
113, 126 (115)
Панкрац А. И. **111**, 197 (183)
Панов А. Д. **111**, 435 (363)
Панов В. И. **111**, 396 (357)
Панов Н. А. **111**, 27 (31)
Паршиков А. Н. **113**, 311 ()
Пахомов А. В. **113**, 237 ()
Пацаева С. В. **111**, 625 (525)
Пашенькин И. Ю. **111**, 815 (690)
Пеленович В. О. **111**, 531 (467)
Пеньков Ф. М. **113**, 229 ()
Перваков К. С. **111**, 475 (403);
112, 822 (786)
Первишко А. А. **111**, 328 (293)
Перминов Н. С. **111**, 602 (500)
Пермякова И. Е. **113**, 468 ()
Першина Е. А. **113**, 84 (75)
Першин С. М. **111**, 464 (392);
Першин С. М. **112**, 437 (399);
113, 435 ()
Песоцкий С. И. **112**, 623 (582)
Петин А. Н. **111**, 361 (325);
112, 226 (213)
Петров А. Г. **112**, 165 (150)
Петров И. Д. **111**, 61 (72)
Петров Ю. В. **113**, 311 ()
Петросян А. С. **111**, 65 (76)
Петруша С. В. **111**, 88 (104)
Петухов М. Н. **111**, 396 (357)
Пех П. Л. **111**, 80 (90)
Пивоваров А. А. **112**, 493 (457)
Пиршин И. В. **112**, 774 (734)
Платонов К. Ю. **112**, 598 (550)
Побойко И. В. **112**, 251 (234)
Подливаев А. И. **111**, 728 ();
113, 182 ()
Подорожный Д. М. **111**, 435 (363)
Полищук Б. В. **113**, 291 ()
Полищук И. Я. **112**, 618 (577)
Полников В. Г. **111**, 501 (434)
Полуэктов И. В. **113**, 223 ()
Попель С. И. **113**, 440 ()
Попов А. М. **111**, 443 (371)
Попов Е. Н. **111**, 846 (727)
Попов З. И. **111**, 743 ()
Попов К. Е. **111**, 295 (255)
Пополитова Д. В. **112**, 702 (666)
Попруженко С. В. **113**, 320 ()
Посух В. Г. **111**, 335 (299)
Потапкин Б. В. **111**, 305 (273)
Потемкин Ф. В. **112**, 508 (478);
112, 780 (739)
Потемски М. **112**, 541 (508)
Поторочин Д. В. **113**, 189 ()
Потылицын А. П. **111**, 295 (255)
Пресняков И. А. **111**, 487 (422)
Пройдакова В. Ю. **111**, 625 (525)
Протасова С. Г. **112**, 45 (37)

- Прохоров В. Е. **112**, 591 (543)
 Прошин Ю. Н. **111**, 154 (139)
 Прудковский П. А. **111**, 494 (428)
 Прудкогляд А. Ф. **111**, 291 (251)
 Пряников Д. С. **111**, 291 (251)
 Пугачев М. В. **112**, 650 (607)
 Пудалов В. М. **111**, 237 (225)
 Пунегов В. И. **111**, 448 (376)
 Пухов А. А. **112**, 725 (688)
 Пушкин А. В. **112**, 508 (478)
 Разова А. А. **113**, 399 ()
 Рамадеви П. **111**, 591 (494)
 Ратников П. В. **111**, 80 (90)
 Раттенбахер Д. **112**, 17 (13)
 Рафайя Д. **111**, 674 ()
 Рахлин М. В. **112**, 17 (13);
113, 248 ()
 Рахманов А. Л. **112**, 693 (651);
112, 764 (725)
 Резников М. **111**, 750 ()
 Решетников С. Ф. **113**, 223 ()
 Решетов В. А. **111**, 846 (727)
 Ривнюк А. С. **113**, 299 ()
 Рогов В. В. **111**, 815 (690)
 Родин А. О. **111**, 514 (447)
 Родный П. А. **112**, 240 (225)
 Родякина Е. Е. **113**, 328 ()
 Роенко А. А. **112**, 9 (6)
 Рожков А. В. **112**, 693 (651);
112, 764 (725)
 Рожко М. В. **112**, 22 (17);
113, 304 ()
 Розанов Н. Н. **111**, 586 (484);
 Розанов Н. Н. **111**, 794 (668);
 Розанов Н. Н. **113**, 157 ();
113, 237 ()
 Розенбаум В. М. **112**, 341 (316)
 Романовский В. А. **111**, 291 (251)
 Ромашевский С. А. **113**, 84 (75);
113, 311 ()
 Ромшин А. М. **112**, 17 (13)
 Рошин Б. С. **113**, 175 ()
 Рубан В. П. **111**, 455 (383);
112, 554 (520)
 Руденко В. В. **113**, 267 ()
 Руменских М. С. **111**, 335 (299)
 Румянцев Б. В. **112**, 780 (739)
 Румянцев В. В. **111**, 682 ();
113, 399 ()
 Рунов В. В. **113**, 385 ()
 Рупасов А. Е. **112**, 579 (533)
 Рутков Е. В. **111**, 520 (452)
 Руффенах С. **112**, 541 (508)
 Рыбальченко Г. В. **111**, 166 (151)
 Рыжкин И. А. **112**, 531 (498);
113, 457 ()
 Рыжкин М. И. **112**, 531 (498);
113, 457 ()
 Рыльков В. В. **112**, 88 (84);
112, 379 (357)
 Рябова Л. И. **112**, 263 (246)
 Рябчук С. В. **112**, 22 (17)
 Рязанов В. В. **112**, 743 (705)
 Саакян С. А. **113**, 92 (82)
 Савин Д. А. **113**, 223 ()
 Савченков Е. Н. **112**, 644 (602)
 Савченко М. Л. **112**, 174 (161)
 Сагатова Д. Н. **111**, 160 (145)
 Сагатов Н. Е. **111**, 160 (145)
 Садаков А. В. **111**, 475 (403)
 Садовников С. И. **112**, 203 (193)
 Садовский М. В. **111**, 203 (188);
112, 603 (555)
 Садовский С. А. **113**, 291 ()
 Сазонов С. В. **111**, 355 (320);
 Сазонов С. В. **112**, 30 (24);
112, 306 (283)
 Сайтов И. М. **111**, 175 (162)
 Сайко А. П. **113**, 486 ()
 Сайфутдинова А. А. **112**, 443 (405)
 Сайфутдинов А. И. **112**, 443 (405)
 Салецкий А. М. **111**, 101 (116)
 Салимов Р. К. **111**, 209 (193);
112, 357 (337)
 Салимов Т. Р. **112**, 357 (337)
 Сальников С. Г. **111**, 215 (197);
112, 352 (332)
 Самойлов Р. М. **112**, 211 (199);
112, 487 (455)
 Самосват Д. М. **112**, 807 (769)
 Самохвалов А. В. **113**, 38 (34);
113, 102 (92)
 Самохвалов П. С. **112**, 584 (537)
 Самцевич А. И. **111**, 380 (343)
 Сандлер В. А. **113**, 348 ()
 Сандомирский Ю. Е. **112**, 3 (1);
113, 223 ()
 Сандуковский В. Г. **113**, 147 ()
 Сандуляну Ш. В. **112**, 165 (150)
 Санина В. А. **111**, 826 (709)
 Сапожников М. В. **111**, 815 (690)
 Сараева И. Н. **113**, 365 ()
 Сарманова О. Э. **111**, 625 (525)
 Сарычев М. Н. **113**, 52 (47)
 Сасвати Дхара **111**, 591 (494)
 Сатунин С. Н. **112**, 667 (623)
 Саутенков В. А. **113**, 92 (82)
 Сафин Т. Р. **111**, 52 (62)
 Сбойчаков А. О. **112**, 693 (651);
112, 764 (725)
 Селиванов Ю. Г. **111**, 166 (151)
 Семак А. А. **111**, 291 (251)
 Семенцов Д. И. **111**, 735 ()
 Семикоз Д. **113**, 77 (69)
 Сенков В. М. **112**, 774 (734)
 Серебров А. П. **112**, 211 (199);
112, 487 (455)
 Серебрянников Е. Е. **112**, 22 (17);
113, 304 ()
 Сидоренков А. В. **111**, 101 (116)
 Сидоров-Бирюков Д. А. **112**,
 22 (17);
113, 304 ()
 Силин А. П. **111**, 80 (90)
 Синицын В. В. **112**, 531 (498)
 Сираев Ф. М. **111**, 154 (139)
 Ситников А. В. **112**, 88 (84)
 Ситников М. Н. **112**, 680 (636)
 Скворцов М. А. **112**, 394 (376);
112, 466 (428)
 Скробова Н. А. **112**, 484 (452)
 Слепцов А. **111**, 591 (494)
 Слободчиков А. А. **113**, 63 (57)
 Словинский И. С. **112**, 508 (478)
 Случанко Н. Е. **112**, 451 (413)
 Смаглюк Д. С. **113**, 223 ()
 Смет Ю. Х. **111**, 668 ()
 Смирнов М. А. **113**, 3 (1)
 Смирнов А. В. **112**, 774 (734)
 Смирнова М. Н. **112**, 680 (636)
 Смирнов И. Ю. **112**, 54 (45)
 Смирнов Н. А. **112**, 579 (533)
 Смыслов Р. Ю. **113**, 385 ()
 Снегирев В. В. **112**, 189 (180)
 Снегирев Н. И. **112**, 374 (352)
 Соболевский О. А. **111**, 475 (403)
 Соколова В. В. **113**, 365 ()
 Соловьев В. В. **112**, 38 (31)
 Солодовников И. П. **111**, 291 (251)
 Солтамов В. А. **112**, 813 (774)
 Сорокин А. О. **111**, 34 (41)
 Сорокин Д. А. **113**, 133 (129)
 Сороко В. А. **111**, 469 (397)

- Стаховский И. Р. **112**, 830 (793)
 Стегайлов В. В. **113**, 392 ()
 Степанов Н. А. **112**, 394 (376)
 Столяренко М. С. **112**, 189 (180)
 Столяр С. В. **111**, 197 (183)
 Страумал А. Б. **111**, 514 (447);
112, 275 (257)
 Страумал Б. Б. **111**, 674 ();
 Страумал Б. Б. **112**, 45 (37);
112, 275 (257)
 Стриковский А. В. **113**, 96 (86)
 Стругацкий М. Б. **112**, 374 (352)
 Струлева Е. В. **113**, 311 ()
 Стрыгин И. С. **112**, 475 (437)
 Суворов Э. В. **113**, 161 ()
 Султанов В. Д. **112**, 297 (269)
 Супрун Е. М. **111**, 597 (489)
 Суриков В. Т. **113**, 52 (47)
 Суханова Е. В. **111**, 743 ()
 Сухих А. С. **113**, 267 ()
 Сухорукова О. С. **112**, 458 (420)
 Сушков О. П. **112**, 196 (186)
 Тагиров М. С. **111**, 52 (62)
 Таланов Ю. И. **113**, 450 ()
 Тарасенко А. С. **112**, 458 (420)
 Тарасенко В. Ф. **113**, 133 (129)
 Тарасенко С. В. **111**, 345 (311);
 Тарасенко С. В. **112**, 458 (420);
113, 475 ()
 Тарасов М. А. **111**, 641 ()
 Татаринцев А. А. **111**, 531 (467)
 Татарский Д. А. **111**, 815 (690)
 Телькушев М. В. **113**, 147 ()
 Тепл Ф. **112**, 541 (508)
 Терехов В. И. **111**, 291 (251);
113, 223 ()
 Терешонок М. В. **111**, 443 (371)
 Тетерин А. Ю. **111**, 487 (422)
 Тетерин Ю. А. **111**, 487 (422)
 Тимеркаев Б. А. **112**, 443 (405)
 Титова Н. А. **111**, 88 (104)
 Тихонова О. В. **112**, 702 (666)
 Тихонов В. Н. **111**, 723 ()
 Ткаченко В. А. **112**, 196 (186);
113, 328 ()
 Ткаченко О. А. **112**, 196 (186);
113, 328 ()
 Толордава Э. Р. **113**, 365 ()
 Толстогузов А. Б. **111**, 531 (467)
 Томилин В. А. **113**, 212 ()
 Тонкаев П. **112**, 658 (615)
 Торопов А. А. **112**, 17 (13);
113, 248 ()
 Торунова С. А. **112**, 623 (582)
 Трахтенберг Л. И. **112**, 341 (316)
 Тронин И. В. **113**, 378 ()
 Трошков С. И. **113**, 248 ()
 Трубилко А. И. **111**, 632 (532);
111, 798 (672)
 Трусов Г. В. **112**, 562 (527)
 Тупиков Е. В. **111**, 750 ()
 Турундаевский А. Н. **111**, 435 (363)
 Турьянский А. Г. **112**, 774 (734)
 Уаман Светикова Т. А. **111**, 682 ();
113, 399 ()
 Уланов В. А. **113**, 52 (47)
 Уманский В. **111**, 668 ()
 Устинов Н. В. **112**, 30 (24)
 Уханов М. Н. **111**, 291 (251)
 Фабричная О. Б. **111**, 674 ()
 Фадин В. С. **111**, 3 (1)
 Фазлиахметов А. Н. **111**, 723 ()
 Федорова А. В. **112**, 754 (715)
 Федоров А. Н. **112**, 437 (399);
113, 435 ()
 Федоров В. В. **112**, 639 (597)
 Федоров И. Д. **113**, 392 ()
 Федоров П. П. **111**, 625 (525)
 Федорук Г. Г. **113**, 486 ()
 Федотов А. Б. **112**, 22 (17);
113, 304 ()
 Федотова Я. В. **112**, 38 (31)
 Федотов И. В. **113**, 3 (1)
 Федянин А. А. **111**, 40 (46);
 Федянин А. А. **112**, 361 (341);
112, 730 (693)
 Фейгельман М. В. **112**, 251 (234)
 Фельдман Э. Б. **112**, 754 (715)
 Феоктистов А. **113**, 385 ()
 Филатов С. В. **111**, 653 ()
 Филипович М. **113**, 229 ()
 Филиппов А. В. **113**, 229 ()
 Филиппов В. Б. **112**, 451 (413)
 Фишман Р. И. **112**, 774 (734)
 Флейта Д. Ю. **111**, 251 (245)
 Флусова Д. С. **113**, 229 ()
 Фортов В. Е. **113**, 92 (82)
 Форш П. А. **112**, 379 (357)
 Фраерман А. А. **111**, 815 (690);
113, 353 ()
 Франк А. Г. **112**, 667 (623)
 Фу Д. **111**, 531 (467)
 Хабарова К. Ю. **112**, 626 (585)
 Хайдуков З. В. **113**, 21 (18)
 Ханнанов Б. Х. **111**, 826 (709)
 Харинцев С. С. **113**, 152 ()
 Харитонов А. В. **113**, 152 ()
 Харлов Ю. В. **113**, 291 ()
 Хмельницкий Р. А. **112**, 579 (533)
 Холин А. А. **112**, 314 (299)
 Хоник В. А. **111**, 691 ();
 Хоник В. А. **111**, 806 (679);
113, 341 ()
 Хоперский А. Н. **111**, 61 (72)
 Хорошилов А. Л. **112**, 451 (413)
 Хохлов В. А. **113**, 84 (75);
113, 311 ()
 Хохлов Д. А. **112**, 764 (725)
 Хохлов Д. Р. **112**, 263 (246)
 Храпай В. С. **111**, 88 (104)
 Цветков А. Ю. **111**, 166 (151)
 Цзиао Ц. Ч. **111**, 691 ()
 Цой К. В. **111**, 514 (447);
112, 275 (257)
 Цыганков П. А. **113**, 311 ()
 Цымбаленко В. Л. **113**, 33 (30)
 Цыпкин А. Н. **113**, 237 ()
 Цяо Ф. **111**, 501 (434)
 Чайка А. Н. **113**, 189 ()
 Чайков Л. Л. **113**, 435 ()
 Чанг Ш. **111**, 501 (434)
 Чаплик А. В. **112**, 246 (230)
 Чаповский П. Л. **111**, 75 (85)
 Чареев Д. А. **113**, 450 ()
 Чекалин С. В. **111**, 27 (31);
113, 365 ()
 Ченцов С. И. **112**, 501 (471)
 Чернозатонский Л. А. **111**,
 93 (109);
 Чернозатонский Л. А. **111**,
 244 (235);
 Чернозатонский Л. А. **111**,
 469 (397);
112, 328 (305)
 Чернопицкий М. А. **112**, 160 (145)
 Чернышева Л. В. **111**, 12 (18);
 Чернышева Л. В. **112**, 233 (219);
112, 709 (673)
 Чернышев Б. А. **113**, 147 ()
 Чернявский А. Ю. **111**, 615 (512)
 Черняк А. М. **111**, 40 (46)
 Чесноков М. Ю. **112**, 3 (1);
113, 223 ()

- Чесноков Ю. А. **112**, 3 (1);
113, 223 ()
- Чибранов А. А. **111**, 335 (299)
- Чижевский Е. Г. **111**, 166 (151)
- Чижов М. В. **112**, 147 (133)
- Чирков П. Н. **113**, 223 ()
- Чичков В. И. **112**, 743 (705)
- Чумаков А. И. **113**, 175 ()
- Чумаков Д. К. **113**, 229 ()
- Шавров В. Г. **111**, 345 (311);
- Шавров В. Г. **112**, 458 (420);
113, 475 ()
- Шайхисламов И. Ф. **111**, 335 (299)
- Шакуров Г. С. **113**, 52 (47)
- Шангараев А. А. **113**, 291 ()
- Шандаров С. М. **112**, 644 (602)
- Шапиро Д. Д. **112**, 639 (597)
- Шапочкина И. В. **112**, 341 (316)
- Шараева А. Е. **112**, 644 (602)
- Шарыпов К. А. **113**, 370 ()
- Шахмуратов Р. Н. **111**, 181 (167)
- Шашков Е. В. **112**, 774 (734)
- Шевелев М. В. **111**, 295 (255)
- Шелыгина С. Н. **113**, 365 ()
- Шилов Г. В. **111**, 838 (720)
- Шиманский С. С. **111**, 291 (251)
- Шипило Д. Е. **111**, 27 (31)
- Ширяев А. А. **111**, 597 (489)
- Шицевалова Н. Ю. **112**, 451 (413)
- Шкарин А. Б. **112**, 17 (13)
- Шкитов Д. А. **111**, 295 (255)
- Шкляев А. А. **113**, 58 (52)
- Шкляев В. А. **113**, 133 (129)
- Шорохов А. С. **111**, 40 (46);
112, 730 (693)
- Шпак В. Г. **113**, 370 ()
- Шпатаковская Г. В. **111**, 526 (463)
- Шубина Т. В. **113**, 248 ()
- Шувалов Е. Н. **113**, 229 ()
- Шунайлов С. А. **113**, 370 ()
- Шур В. Я. **112**, 644 (602)
- Шустин М. С. **113**, 267 ()
- Шутый А. М. **111**, 735 ()
- Щапин Д. С. **113**, 415 ()
- Щеголев А. Е. **111**, 443 (371)
- Щербаков О. А. **112**, 343 (323)
- Эггелер Г. **111**, 514 (447)
- Эдельман В. С. **111**, 641 ()
- Эркенов Ш. А. **112**, 743 (705)
- Юанов Ю. В. **112**, 725 (688)
- Юсупов Р. А. **111**, 641 ()
- Ягупов С. В. **112**, 374 (352)
- Язынин И. А. **112**, 3 (1)
- Якушкин Е. Д. **113**, 348 ()
- Яландин М. И. **113**, 370 ()
- Янович А. А. **112**, 3 (1);
113, 223 ()
- Янушкевич К. И. **112**, 680 (636)
- Яржемский В. Г. **111**, 487 (422)
- Ярославцев Р. Н. **111**, 197 (183)
- Ярошевич А. С. **113**, 328 ()
- Ярошевич А. С. **111**, 107 (121);
112, 174 (161)

Информация для авторов

Журнал “Письма в ЖЭТФ” (и его англоязычная версия “JETP Letters”) публикует:

- Краткие оригинальные статьи, требующие срочной публикации и представляющие общий интерес для широкого круга читателей-физиков. К категории срочных публикаций относятся первые наблюдения новых физических явлений и теоретические работы, содержащие принципиально новые результаты.
- Миниобзоры на наиболее актуальные “горячие” темы, по результатам недавних исследований выполненных авторами.
- Краткие комментарии к статьям, появившимся ранее в нашем журнале.

“Письма в ЖЭТФ” является двуязычным журналом, принимая и публикуя статьи на русском и на английском языках¹⁾. Все статьи на английском языке, принятые к публикации, направляются на лингвистическую экспертизу. Если английский текст признается недостаточно ясным, то редакция оставляет за собой право попросить авторов улучшить качество языка или представить для опубликования русскую версию статьи.

В “JETP Letters” все статьи публикуются на английском языке. Авторы принятых к печати статей могут (и это приветствуется), сразу же после извещения о принятии, прислать в редакцию предлагаемый ими самостоятельный перевод своей русскоязычной статьи на англ. язык. Наличие такого перевода, хотя и не гарантирует его безусловное принятие переводчиками Издателя, но зачастую облегчает авторам взаимодействие с ними. Перевод русских и редактирование английских статей осуществляется в издательстве МАИК “Наука/Интерпериодика”. Русская и англоязычная версии должны быть идентичны, поскольку статья, опубликованная в обеих версиях, является одной публикацией. Хотя английская версия окончательно редактируется на месяц позже русской, в ней не должно быть дополнительных ссылок, рисунков, формул и т.п., и все утверждения должны быть одинаковы.

Размер оригинальной статьи, как правило, не должен превышать 7 страниц русского издания (двухколоночный формат, соответствующий стилевому файлу), включая 5–6 рисунков. Размер миниобзора, как правило, не должен превышать 12 страниц, включая 8–10 рисунков. Типичный размер комментария и ответа на комментарий – до 1 стр.

Образец статьи²⁾, с использованием стилевого файла jetpl.cls (кодировка UTF-8³⁾, кодировка KOI8-R⁴⁾).

Статьи в редакцию можно направлять

- по электронной почте letters@kapitza.ras.ru – направлять текст в формате TeX, LaTeX (для статей на русском языке допускается MS Word), рисунки в формате PostScript (.ps), EncapsulatedPostScript (.eps) или PaintBrush (.pcx), каждый рисунок отдельным файлом. Необходимо также приложить pdf файл статьи с встроеными рисунками.
- по почте по адресу: 117334 Москва, ул. Косыгина 2, “Письма в ЖЭТФ” – два экземпляра статьи с рисунками на отдельных страницах (для полутоновых рисунков еще один дополнительный экземпляр).

К рукописи нужно приложить электронный адрес (e-mail) и почтовый адрес с индексом, фамилию, полное имя и отчество того автора, с которым предпочтительно вести переписку, а также номера его служебного и домашнего телефонов; для статей на английском языке – дополнительно CD диск или флеш карту с текстом в формате LATEX; для статей из России и других стран СНГ, в случае необходимости, может быть представлено направление от учреждения, которое будет фигурировать в титуле статьи как основное.

¹⁾<http://www.jetpletters.ru/ru/info.shtml#sub1>

²⁾<http://www.jetpletters.ru/tex/utf8/example.tex>

³⁾<http://www.jetpletters.ru/tex/utf8/jetpl.cls>

⁴⁾<http://www.jetpletters.ru/tex/koi/jetpl.cls>

Представленные в редакцию рукописи предварительно рассматриваются Редакторами. Не все рукописи направляются на отзыв рецензентам. Редколлегия на основании заключения Редактора может отклонить статьи, которые явно не соответствуют правилам и не подходят для журнала. С другой стороны, ни одна статья не принимается в печать без отзыва рецензентов или членов Редколлегии.

Решение о публикации или отклонении статей принимается на заседании редколлегии по представлению члена редколлегии по соответствующему разделу, с учетом мнения рецензентов. Основанием для отклонения статьи может быть ее недостаточная актуальность, отсутствие существенного продвижения по сравнению с другими публикациями в этой области, слишком специальная тематика и др. Рецензии на отклоненные статьи могут и не посылаться авторам. Авторы могут прислать отклоненную статью на повторное рассмотрение, сопроводив ее аргументированным разъяснительным письмом. В этом случае статья будет направлена на дополнительное рецензирование.

В связи с требованиями издателя и распространителя журнала “JETP Letters”, наш журнал “Письма в ЖЭТФ” с середины 2016 года лишен возможности публиковать полные тексты статей, исходно написанных на английском языке. Чтобы выполнить это требование, но не лишать российских читателей части информации, редакцией журнала принято следующее решение: для статей, представленных на английском языке и удовлетворяющих всем требованиям журнала, публиковать в “Письмах в ЖЭТФ” расширенные аннотации на английском языке (объемом не более 1–2 стр. журнального текста, или 5600–11200 знаков текста, включая один рисунок и список литературы). В конце аннотации будет приведена ссылка на полный текст статьи в журнале “JETP Letters”.

Оформление рукописи

Первая страница рукописи должна выглядеть следующим образом.

ЗАГЛАВИЕ

Инициалы и фамилии авторов

Обязательно — Учреждения, где работают авторы (включая город и почтовый индекс;
e-mail одного из авторов)

Дата поступления

Текст аннотации

Далее следует основной текст.

Фамилии иностранных авторов пишутся в русской транскрипции, но в сноске дополнительно указывается оригинальная транскрипция. Названия мест работы за рубежом пишутся по-английски.

Обращаем внимание авторов статей на русском языке на то, что перевод фамилий с русского языка на английский производится по жестким правилам (см. Письма в ЖЭТФ, т. 58, вып. 8, с. 699). Если авторы по каким-то причинам предпочитают иную транскрипцию своей фамилии, об этом следует написать на отдельном листе. Поскольку аннотации сейчас распространяются и отдельно от статей (базы данных, системы – On-line, и т.п.), текст аннотации должен быть самодостаточным: без ссылок на список литературы, с понятными обозначениями, без аббревиатур.

Сокращения словосочетаний должны даваться заглавными буквами (без точек) и поясняться при первом их употреблении. В тексте подстрочные примечания должны иметь сплошную нумерацию по всей статье.

Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой, например, [1]. Литература дается в порядке упоминания в статье. Для журнальных статей указываются сначала инициалы, затем фамилии всех авторов, название журнала, номер тома (полужирным шрифтом), первая страница и год в круглых скобках. В случае, если цитируемая статья имеет более 4-х авторов, то только 3 первых должны быть перечислены явно, например

1. A. B. Ivanov, V. G. Petrov, I. M. Sergeev et al., JETP **71**, 161 (1990).

Для книг надо указывать инициалы и фамилии всех авторов, полное название книги, издатель, год, том, номер издания, часть, глава, страница (если ссылка на переводное издание, то обязательно в скобках нужно указать данные оригинала), например

2. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals*, Springer, Heidelberg (2011).

Цитирование двух или более произведений под одним номером, одного и того же произведения под разными номерами не допускается.

В обозначениях и индексах не должно быть русских букв. Например, следует писать P_{opt} , а не $P_{\text{опт}}$.

В десятичных дробях вместо запятой нужно использовать точку. Векторы должны выделяться в тексте статьи полужирным шрифтом (без стрелки над ними).

Поскольку рисунки переносятся без изменений из “Писем в ЖЭТФ” в “JETP Letters” все надписи на рисунках должны быть только на английском языке. Авторы, использующих при подготовке рисунков компьютерную графику, просим придерживаться следующих рекомендаций: графики делать в рамке; штрихи на осях направлять внутрь; по возможности использовать шрифт Times; высота цифр и строчных букв должна быть в пределах (3–4) % от максимального размера (высоты или ширины) рисунков, это относится и к цифрам на осях вставки; единицы измерения на осях графиков приводить в скобках. При подготовке рисунка имейте в виду, что, как правило, ширина рисунка при печати не превышает 82 мм; в исключительных случаях рисунок размещается на всей ширине листа (до 160 мм).

Рисунки публикуются “on-line” в цвете. На авторов возлагается обязанность проверить, что цветные рисунки читаемы, достаточно контрастны и в черно-белом печатном варианте. Образцы оформления статьи и рисунков, а также стиливой файл можно найти на WWW-странице “Писем в ЖЭТФ” (<http://www.jetpletters.ru/>).

Дополнительный материал

Журнал “Письма в ЖЭТФ” предоставляет авторам возможность публикации **Дополнительного материала**. **Дополнительный материал**, относящийся к статье, помещается на сайт одновременно с публикацией статьи в журнале. В **Дополнительный материал** помещаются сведения, существенные для узкого круга специалистов (например, детали сложных вычислений или мелкие детали экспериментальной техники), но не являющиеся критичными для понимания статьи широким кругом читателей журнала. **Дополнительный материал** не может быть использован для преодоления ограничения статьи по объему.

Объем дополнительного материала не должен превышать 4 страниц текста, с включением не более 4 рисунков.

В дополнительный материал нельзя включать:

- Дополнительный список литературы
- Сведения о вкладе авторов в работу
- Благодарности
- Комментарии, отклики или поправки.

Как прислать Дополнительный материал в редакцию

Дополнительный материал принимается **на английском языке** в виде TeX, doc и eps файлов одновременно со статьей по электронной почте по адресу letters@kapitza.ras.ru и рассматривается редакционной коллегией и рецензентами в совокупности со статьей. Файлы **Дополнительного материала** могут быть посланы в виде нескольких сообщений или могут быть включены в одно сообщение. В качестве темы этих сообщений должно быть указано “Дополнительный материал”. В письме должно также быть приведено название статьи, фамилия первого автора и перечень всех прилагаемых файлов.

Правила оформления файлов Дополнительного материала и процедура рассмотрения

Правила оформления файла **Дополнительного материала** совпадают с правилами оформления основной статьи. В заголовке должно быть написано “Дополнительный материал к статье {название статьи}”. Рисунки предпочтительны в цвете. Редакцией и рецензентами **Дополнительный материал** рассматривается как часть статьи и отдельно не рецензируется. За качество рисунков и качество английского языка **Дополнительного материала** ответственность ложится на авторов.

Ссылка на Дополнительный материал в статье

В статье адрес **Дополнительного материала** приводится в последней ссылке списка литературы в следующем виде:

See Supplemental Material at {для принятой к печати статьи ссылка будет введена редакцией}

Или в русском тексте

См. Дополнительный материал по адресу {для принятой к печати статьи ссылка будет введена редакцией}.

Право на воспроизведение

Дополнительный материал не является отдельным субъектом авторского права и входит в соглашение, подписанное автором для основного текста статьи. Любое воспроизведение **Дополнительного материала** должно подчиняться тем же правилам, что и текст основной статьи.

Комментарии в журнале “Письма в ЖЭТФ”

Журнал “Письма в ЖЭТФ” публикует краткие комментарии на ранее опубликованные в нем статьи. Авторы оригинальной статьи, на которую написан комментарий, могут на него ответить. Если и комментарий и ответ на него обоснованы и интересны, они принимаются в печать и публикуются в одном номере журнала. Отсутствие ответа авторов комментируемой статьи не является основанием для чрезмерной задержки или отказа в публикации комментария – если комментарий соответствует установленным критериям, он будет опубликован независимо от того, получен на него ответ авторов комментируемой работы или нет. Редакция не принимает комментарии, написанные кем-либо из авторов статьи. Комментарии и ответы ограничены по объему одной журнальной страницей (включая рисунки), аннотация не требуется. При желании авторы могут разместить на сайте журнала дополнительный материал, руководствуясь общими правилами (см. соответствующий раздел)⁵⁾.

Комментарий должен быть направлен на исправление или критику конкретной статьи. В первом абзаце комментария необходимо дать четкую ссылку на комментируемую статью, а также на то ее утверждение, которое комментируется. Комментарий должен касаться существа комментируемой статьи (не формы или стиля изложения) и быть непосредственно связанным с ней, а не просто содержать обсуждение общей темы. Формат комментария не предназначен для использования как инструмент для публикации дополнений к уже опубликованным статьям, он не предназначен также для установления приоритета или исправления библиографических неточностей. Критические замечания должны быть написаны в коллегиальном тоне; полемические комментарии отклоняются без рецензирования. Ответ авторов, чтобы быть пригодным для публикации, также должен быть написан в коллегиальном стиле и свободен от полемики.

Каждый комментарий отправляется авторам оригинальной статьи, у которых запрашиваются ответы на следующие вопросы:

1. Может ли комментарий быть опубликован без ответа?
2. Будет ли прислан ответ на комментарий для одновременной публикации?
3. Не кажется ли авторам, что комментарий слабо связан с оригинальной статьей? (В этом случае требуется подробная аргументация).

Автор оригинальной статьи не является анонимным рецензентом по отношению к комментарию. Редакция оставляет за собой право обратиться к анонимному рецензенту — независимому эксперту, у которого может быть запрошено мнение о комментарии и об ответе авторов. Авторам комментария рекомендуется вначале отправить свой комментарий первому автору комментируемой статьи для прямого ответа, однако редакция не рассматривает такой шаг в качестве обязательного. Ответ авторов комментируемой статьи будет предоставлен авторам комментария до публикации, однако последовавший за этим существенный пересмотр комментария будет интерпретирован как знак его ошибочности и может послужить причиной отказа в его публикации. Редакция не рассматривает комментарии на ответ авторов.

⁵⁾<http://www.jetpletters.ru/ru/supp.shtml>

Миниобзоры

Журнал “Письма в ЖЭТФ” в течение последних 10 лет в порядке опыта публиковал “заказные” мини-обзоры по результатам избранных законченных проектов РФФИ и РНФ. Как показало время, такие обзоры пользуются популярностью и активно читаются. В связи с этим редколлегия журнала решила расширить данную практику и, начиная с июля 2020 г., принимает к рассмотрению миниобзоры не только заказные, но и представленные самими авторами в инициативном порядке.

Правила оформления рукописей, касающиеся статей и обзоров – см. на

<http://www.jetpletters.ru/ru/info.shtml>

Миниобзор, как и регулярная статья, будет рецензироваться, обсуждаться членами редколлегии и будет приниматься к публикации только в случае его соответствия требованиям, предъявляемым к статьям.

Содержание
Том 113, выпуск 7
Оптика, лазерная физика

Давыдов М.А., Федоров А.Н., Чайков Л.Л., Бункин А.Ф., Ошурко В.Б., Першин С.М. Особенности вынужденного рассеяния в коллоидном растворе при изменении его физико-химических свойств под действием лазерного излучения	435
---	-----

Плазма, гидро- и газодинамика

Голубь А.П., Попель С.И. Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности Фобоса	440
---	-----

Mitkin P.G., Zakharov V.I. Macroscopic manifestations of quantum anomalies in hydrodynamics (Mini-review)	446
---	-----

Конденсированное состояние

Zubkov M.A. Classification of emergent Weyl spinors in multi-fermion systems	448
--	-----

Гимазов И.И., Киямов А.Г., Лядов Н.М., Васильев А.Н., Чареев Д.А., Таланов Ю.И. Изменение критической температуры халькогенидов железа под влиянием примесных фаз и сверхстехиометрического железа	450
--	-----

Рыжкин И.А., Рыжкин М.И. Квантовая симметризация водородных связей во льду	457
--	-----

Васильев Н.Н., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Ганичев С.Д. Двумерный полуметалл в HgTe квантовых ямах толщиной 14 нм	463
---	-----

Пермякова И.Е., Глезер А.М., Ковалев А.И., Вахрушев В.О. Трехстадийная эволюция структуры и эффект неаддитивного упрочнения слоистых композитов из аморфных сплавов при кручении под высоким давлением	468
--	-----

Тарасенко С.В., Шавров В.Г. Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой	475
--	-----

Нелинейные явления

Сайко А.П., Федорук Г.Г., Маркевич С.А. Керровские нелинейности в оптомеханической системе с несимметричным ангармоническим механическим резонатором	486
--	-----

Содержание

Том 113, выпуск 8

Оптика, лазерная физика

Кудряшов С.И., Данилов П.А., Смаев М.П., Рупасов А.Е., Золотко А.С., Ионин А.А., Заколдаев Р.А. Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьируемой длительности 495

Якимов А.И., Блошкин А.А., Кириенко В.В., Двуреченский А.В., Уткин Д.Е. Усиление фототока в слоях квантовых точек Ge/Si модами двумерного фотонного кристалла 501

Европейцев Е.А., Серов Ю.М., Нечаев Д.В., Жмерик В.Н., Шубина Т.В., Торопов А.А. 2D экситоны в множественных одномонослойных квантовых ямах GaN/AlN 507

Плазма, гидро- и газодинамика

Колотинский Д.А., Николаев В.С., Тимофеев А.В. Влияние структурной неоднородности и невзаимных эффектов во взаимодействии макрочастиц на динамические свойства плазменно-пылевого монослоя 514

Конденсированное состояние

Максимычев А.В., Меньшиков Л.И., Меньшиков П.Л. Связанные состояния отталкивающих адсорбированных атомов 523

Пикалов А.М., Дорофенко А.В., Грановский А.Б. Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен-антиферромагнитный диэлектрик 527

Хорошилов А.Л., Азаревич А.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демишев С.В., Красно-русский В.Н., Красиков К.М., Кузнецов А.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Слу-чанко Н.Е. Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ 533

Рубан В.П. О неустойчивостях заполненного вихря в двухкомпонентном Бозе-конденсате 539

Volovik G.E. Analog of gravitational anomaly in topological chiral superconductors 546

Казаков А.С., Галеева А.В., Иконников А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Михай-лов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в эффекте PT -симметричной тера-герцовой фотопроводимости 548

Нелинейные явления

Миролюбов М.А., Самусев А.К., Тофтул И.Д., Петров М.И. Спектральная характеристика и временная динамика перестраиваемых акустических резонаторов в режиме сильной связи 553

Текущий авторский указатель томов 111–113	560
Информация для авторов	569