

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТОНИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ НА НОВОСИБИРСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Борис Александрович Князев

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, тел. (383)363-44-45, зав. лабораторией, e-mail: ba_knyazev@phys.nsu.ru

Николай Александрович Винокуров

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, чл.-корр. РАН, зав. лабораторией, тел. (383)329-40-03, e-mail: N.A.Vinokurov@inp.nsk.su

Василий Валерьевич Герасимов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-39, e-mail: V.V.Gerasimov@inp.nsk.su

Ярослав Владимирович Гетманов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-59, e-mail: Ya.V.Getmanov@inp.nsk.su

Ярослав Игоревич Горбачев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, инженер, тел. (383)329-40-12, e-mail: Ya.I.Gorbachyov@inp.nsk.su

Роман Хусейнович Жукавин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Россия, г. Нижний Новгород, ГСП-105, научный сотрудник, тел. (831)438-50-37, e-mail: zhur@ipmras.ru

Олег Эдуардович Камешков

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, магистрант, тел. (905)950-57-90, e-mail: o.kameshkov@g.nsu.ru

Виталий Владимирович Кубарев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, ведущий научный сотрудник, тел. (383)329-42-57, e-mail: V.V.Kubarev@inp.nsk.su

Геннадий Николаевич Кулипанов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, академик РАН, советник дирекции, тел. (383)330-60-30, e-mail: G.N.Kulipanov@inp.nsk.su

Алексей Константинович Никитин

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342, Россия, г. Москва, ул. Бутлерова, 15, ведущий научный сотрудник, тел. (495)333-50-81, e-mail: alnikitin@mail.ru

Наталья Дмитриевна Осинцева

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, аспирант, тел. (383)329-48-35, e-mail: natalyaosintseva@gmail.com

Владимир Сергеевич Павельев

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, 443086, Россия, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34, главный научный сотрудник, тел. (846)267-48-43, nano@ssau.ru

Евгений Николаевич Чесноков

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, ведущий научный сотрудник, зав. лабораторией, тел. (383)333-29-44, chesnok@kinetics.nsc.ru

Юлия Юрьевна Чопорова

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-39, e-mail: Yu.Yu.Choporova@inp.nsk.su

Олег Александрович Шевченко

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, ведущий научный сотрудник, тел. (383)329-48-59, e-mail: O.A.Shevchenko@inp.nsk.su

Представлен обзор ряда экспериментов в области фотоники и плазмоники, выполненных в последнее время на Новосибирском лазере на свободных электронах (НЛСЭ). Описаны параметры излучения НЛСЭ и рабочие станции пользователей. Значительное внимание уделено разработке и испытаниям предназначенных для данного диапазона квазиоптических элементов и методам формирования мощных пучков терагерцового излучения с заданным модовым составом. Описано применение терагерцового излучения в спектроскопии газов и полупроводников, в генерации и исследовании поверхностных плазмон-поляритонов, а также применение последних для исследования поверхностей и в коммуникационных приложениях.

Ключевые слова: лазер на свободных электронах; терагерцовое и инфракрасное излучение; плазмоника; фотоника; спектроскопия; оптические элементы.

**TERAHERTZ PHOTONICS AND SPECTROSCOPY ON NOVOSIBIRSK
FREE ELECTRON LASER**

Boris A. Knyazev

Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, phone: (383)363-44-45, Head of Laboratory, e-mail: ba_knyazev@phys.nsu.ru

Nikolay A. Vinokurov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Corr. Member of RAS, Head of Laboratory, phone: (383)329-40-03, e-mail: N.A.Vinokurov@inp.nsk.su

Vasiliy V. Gerasimov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-39, e-mail: V.V.Gerasimov@inp.nsk.su

Yaroslav V. Getmanov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-59, e-mail: Ya.V.Getmanov@inp.nsk.su

Yaroslav I. Gorbachyov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Engineer, phone: (383)329-40-12, e-mail: Ya.I.Gorbachyov@inp.nsk.su

Roman Kh. Zhukavin

Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia, Researcher, phone: (831)438-50-37, e-mail: zhur@ipmras.ru

Oleg E. Kameshkov

Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, Graduate, phone: (905)950-57-90, e-mail: o.kameshkov@g.nsu.ru

Vitaliy V. Kubarev

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, phone: (383)329-42-57, e-mail: V.V.Kubarev@inp.nsk.su

Gennagiy N. Kulipanov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Academician of RAS, Directorate Advisor, phone: (383)330-60-30, e-mail: G.N.Kulipanov@inp.nsk.su

Aleksey K. Nikitin

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, 15, Butlerova St., Moscow, 117342, Russia, Leading Researcher, phone: (495)333-50-81, e-mail: alnikitin@mail.ru

Natalya D. Osintseva

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Ph. D. Student, phone: (383)329-48-35, e-mail: natalyaosintseva@gmail.com

Vladimir S. Pavelyev

Samara National Research University, 34, Moskovskoye Shosse, Samara, 443086, Russia, Chief Researcher, phone: (846)267-48-43, nano@ssau.ru

Evgeniy N. Chesnokov

Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS, 3, Institutskaya St., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, Head of Laboratory, phone: (383)333-29-44, chesnok@kinetics.nsc.ru

Yulia Yu. Choporova

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Acad. Lavrentieva Pr., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-39, e-mail: Yu.Yu.Choporova@inp.nsk.su

Oleg A. Shevchenko

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Acad. Lavrentieva Pr., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, phone: (383)329-48-59, e-mail: O.A.Shevchenko@inp.nsk.su

A review of experiments in the field of photonics and plasmonics, recently performed with the Novosibirsk free electron laser (NovoFEL) is given. Parameters of NovoFEL radiation and user workstations are described. Considerable attention was paid to the development and testing of quasi-optical

elements designed for this range and to methods for the formation of powerful beams of terahertz radiation with a given mode composition. The use of terahertz radiation in the spectroscopy of gases and semiconductors, in generation and study of surface plasmon polaritons, as well as the use of the latter for the study of surfaces and in communication applications is described.

Key words: free electron laser; terahertz and infrared radiation; plasmonics; photonics; spectroscopy; optical elements.

Введение

Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ) является импульсно-периодическим источником монохроматического излучения, которое может плавно перестраиваться по частоте в трех спектральных диапазонах, перекрывающих области терагерцового, а также дальнего и среднего инфракрасного излучения. Это свойство вместе с высокой средней мощностью излучения делает его уникальным инструментом для фундаментальных и прикладных исследований. Лазер является одной из установок Сибирского центра Синхротронного и Терагерцового (ТГц) излучения, исследования на котором ведут научные группы российских и иностранных пользователей. Три лазерных системы установки, каждая из которых состоит из ондулятора и оптического резонатора, позволяют в настоящее время генерировать излучение в спектральных диапазонах, показанных на рис. 1 прямоугольниками.

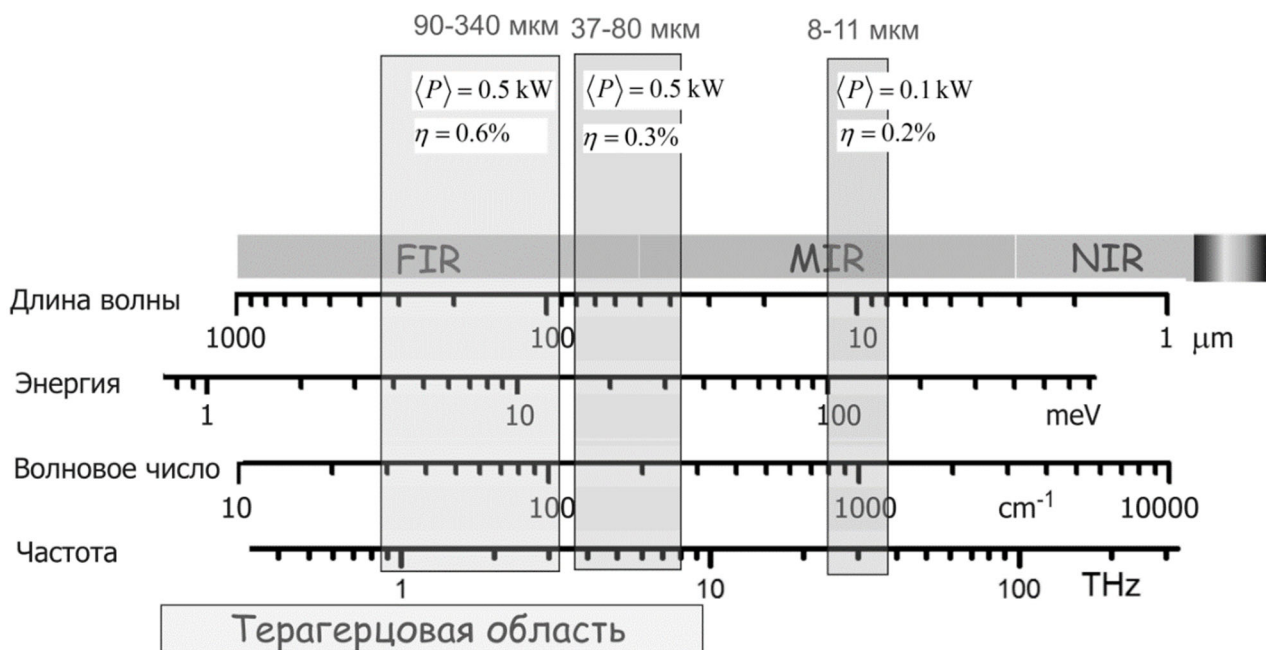


Рис. 1. Области генерации Новосибирского лазера на свободных электронах. Указаны характерная средняя мощность пучка $\langle P \rangle$ и эффективность генерации η

Первая лазерная система установки, в настоящее время генерирующая ТГц излучение в диапазоне 90–340 мкм, была введена в эксплуатацию в 2003 году, и большинство исследований, выполненных пользователями к данному моменту, проведены в этом диапазоне частот. Эксперименты с использованием излучения 40–50 и 7–8 мкм были начаты позже. Исследования, проведенные на первых шести рабочих станциях до 2015 года, описаны в обзорной статье [1]. С тех пор установка была значительно модернизирована. На данный момент на ней функционируют 13 рабочих станций, одиннадцать из которых показаны на рис. 2. Названия станций отражают основные направления исследований, ведущихся на этих станциях.

Лазерное излучение на входе в рабочие станции имеет гауссов профиль и представляет собой неограниченную последовательность импульсов длительностью 30–100 пс со стандартной частотой повторения 5,6 МГц и средней мощностью до 100–200 Вт. Возможна генерация с частотой повторения импульсов 11,2 и 24,4 МГц. Излучение лазера – пространственно-когерентное, что позволило, например, впервые продемонстрировать классическую голографию в терагерцовом диапазоне [2]. Уникальные параметры излучения позволяют проводить и другие эксперименты, которые невозможно выполнить в терагерцовом диапазоне с другими источниками излучения. В частности, на НЛСЭ впервые продемонстрировано несколько сверхбыстрых и высокоразрешающих методов молекулярной спектроскопии [3], а большая пиковая и средняя мощность позволила зажечь непрерывный оптический разряд в газах при атмосферном давлении [4]. Было исследовано отклонение терагерцового вихревого пучка в акустооптической ячейке в жидком элегазе [5], обнаружено образование наноразмерных металлических частиц акустическими волнами, генерируемыми в жидкостях импульсным излучением [6]. Среди выполненных на НЛСЭ экспериментов следует ещё упомянуть демонстрацию эллипсометрии в режиме полного внутреннего отражения с рекордным для терагерцового диапазона пространственным разрешением; серию уникальных экспериментов с обычными и локализованными терагерцовыми поверхностными плазмон-поляритонами; исследование влияния ТГц излучения на биологические объекты, от клеток до организмов; исследования электронного парамагнитного резонанса.

Во многих случаях пользователям излучения требуются пучки с различным модовым составом, а также пучки с заданным распределением плотности мощности по заданной поверхности или в заданном объеме. Для этой цели был разработан и изготовлен ряд пластиковых и кремниевых дифракционных оптических элементов. В частности, использование дифракционной оптики позволило преобразовать лазерное излучение в бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом («вихревые пучки»), а с помощью последних путем дифракции излучения на двумерной решетке круглых отверстий были сформированы «решетки» кольцевых вихревых микропучков.

В настоящем обзоре мы приведем некоторые результаты, полученные в последнее время на НЛСЭ в области терагерцовой фотоники и спектроскопии.

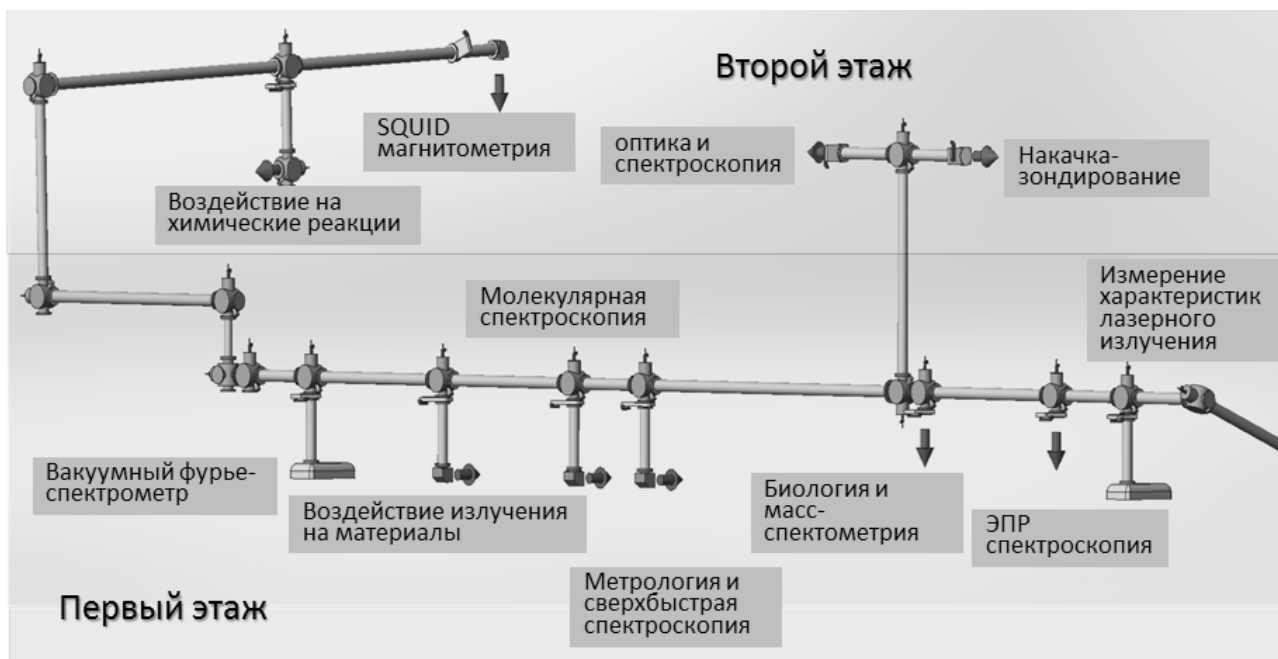


Рис. 2. Заполненные сухим азотом каналы для транспортировки излучения из лазерных резонаторов на рабочие станции Новосибирского лазера на свободных электронах

Дифракционные оптические элементы для терагерцового диапазона

Появление источников мощного когерентного ТГц излучения, которыми являются лазеры на свободных электронах и гиротроны, открыло новые горизонты для исследований в этом диапазоне частот. Для эффективного использования таких источников необходимы оптические элементы (ОЭ), позволяющие преобразовывать лазерные пучки, фокусируя их в заданные объемы и на заданные поверхности или трансформируя их модовый состав. Для исключения повреждения ОЭ мощными пучками при их изготовлении нужно использовать стойкие к нагреву материалы, такие как сапфир, алмаз и кремний.

Производство высокоомного, прозрачного в длинноволновом диапазоне кремния, хорошо освоено, равно как и методы обработки его поверхности, включая фотолитографическое травление и лазерную абляцию. На НЛСЭ были испытаны разнообразные кремниевые дифракционные оптические элементы (ДОЭ), использовавшиеся для фокусировки и трансформации лазерного пучка. Фотолитографическое травление кремниевой подложки использовалось для изготовления целого ряда ДОЭ с бинарным рельефом [7]. Относительным недостатком кремниевых элементов является большое френелевское отражение, которое из-за большого показателя преломления, равного 3,42, ограничивает сверху дифракционную эффективность величиной порядка 50 %. Однако, при покрытии обеих сторон бинарного фазового элемента из кремния антиотражающим покрытием

из Парилена С отражения полностью исчезают [7]. Используя излучение НЛСЭ, было обнаружено, что покрытие остаётся неповреждённым при его облучении пучком со средней плотностью мощности 4 кВт/см² при длине волны 130 мкм. При этом пиковая мощность в импульсах длительностью 100 пс была равна почти 8 МВт/см². Экспериментальные измерения дифракционной эффективности элементов, покрытых антиотражающим покрытием, хорошо согласуются с теоретическими оценками.

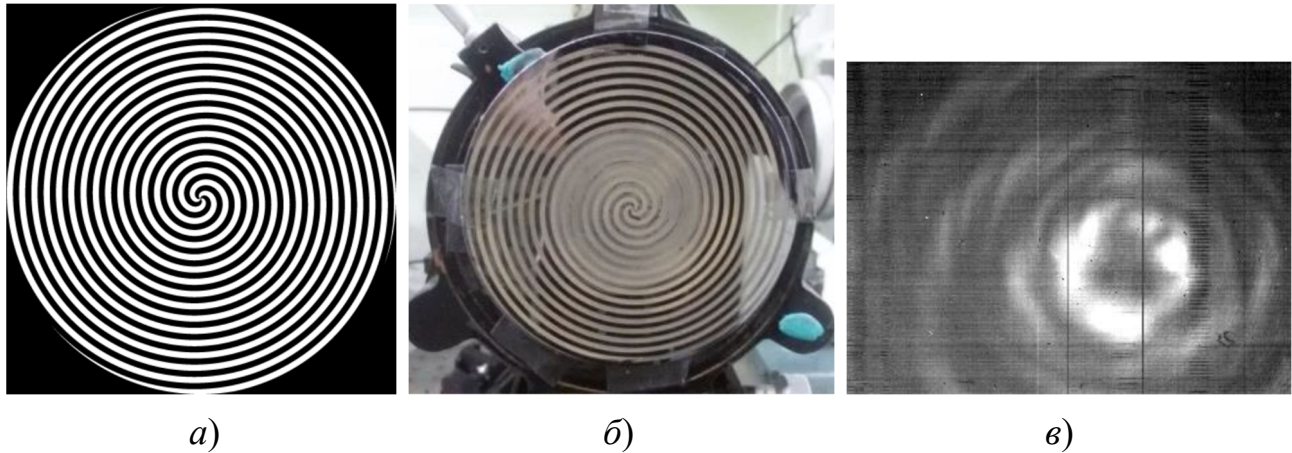


Рис. 3. Фазовое распределение (а) и фото (б) бинарного дифракционного оптического элемента для генерации бесселева пучка с топологическим зарядом, равным 3 (скачок оптической длины между черными и белыми областями равны π для длины волны 129,5 мкм); в) сечение экспериментально полученного бесселева пучка третьего порядка

На НЛСЭ впервые в терагерцовом диапазоне были сформированы бesselевы пучки с орбитальным угловым импульсом (закрученные пучки).

$$E(z, r, \varphi) = E_0 J_l(\kappa r) \exp\{i[k_z z + l\varphi]\}, \quad (1)$$

где J_l – Бесселева функция первого рода порядка l , который называют "топологическим зарядом пучка" [8]; $\kappa = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ – поперечное волновое число бesselева пучка.

Для их получения были изготовлена серия бинарных фазовых аксиконов из кремния со спиральной структурой зон. Количество вложенных друг в друга спиралей Архимеда определяет величину топологического заряда. Бинарный фазовый аксикон третьего порядка, рассчитанный на длину волны 129,5 мкм, диаметром 100 мм показан на рис. 3, б. Пучки подобного типа сохраняют свое сечение неизменным на большом расстоянии и потому называются бездифракционными. На рис. 3, в специально показан ДОЭ, изготовленный с дефектами, чтобы продемонстрировать, что даже такой аксикон создает пучок, достаточно близкий

к бесселеву. Качественно изготовленные аксиконы (см., например [9]) создают бездифракционные бесселевы пучки длиной порядка 150 мм. Такие пучки востребованы во многих приложениях, таких как зондирование протяженных объектов, абляция материалов, коммуникационные системы, генерация непрерывного оптического разряда, генерация поверхностных плазмон-поляритонов. Таким образом, кремниевые ДОЭ являются перспективными устройствами для трансформации монохроматических мощных терагерцовых пучков.

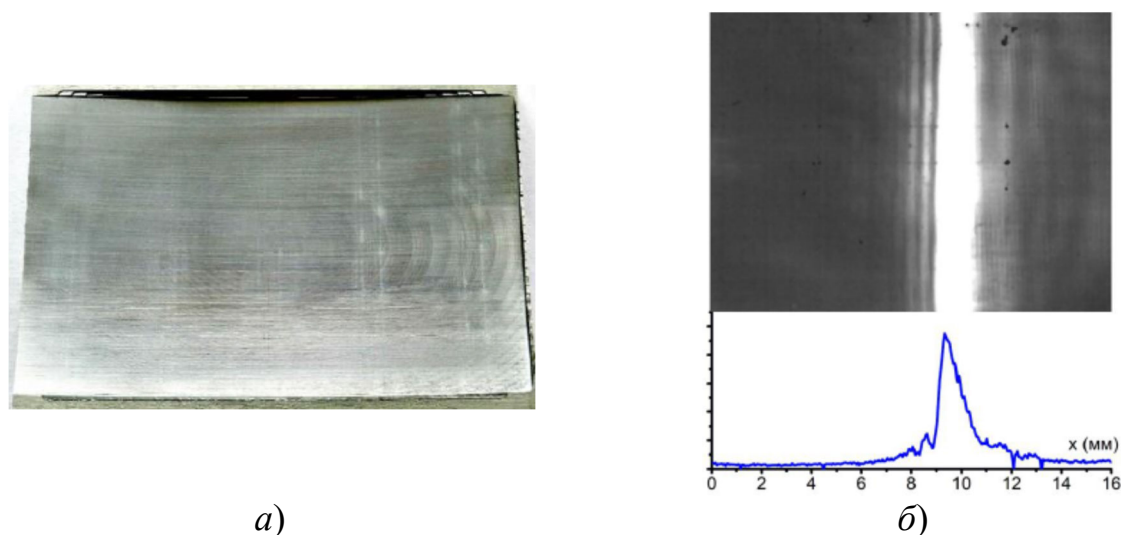


Рис. 4. Фотография изготовленного алюминиевого цилиндрического зеркала (а) и распределение интенсивности в фокальной плоскости (б)

Поскольку бинарные (двухуровневые) элементы, как говорилось выше, предназначены для работы только с монохроматическим излучением фиксированной длины волны и имеют ограниченную дифракционную эффективность, то желательно использовать многоуровневые элементы. Последние можно изготовить, например, с помощью фотолитографии. Многоуровневая фотолитография, однако, является очень сложной и дорогостоящей процедурой, поскольку требуется совмещение фотомасок с высокой точностью. Для изготовления многоуровневых дифракционных линз с высокой энергоэффективностью можно альтернативно использовать технологию лазерной абляции, но это тоже достаточно дорогая процедура [10]. Поскольку при большой длине волны можно ограничить точность изготовления поверхностей оптических элементов, были проведены пробные опыты по изготовлению отражающих элементов свободной формы для трансформации мощных пучков лазера на свободных электронах [11]. Алюминиевые элементы (сферические и цилиндрические зеркала, а также отражающие аксиконы) были изготовлены по технологии микрофрезерования [11]. Созданные таким методом оптические элементы были испытаны на длине волны 129,5 мкм. Изображение в фокусе цилиндрического зеркала показано на рис. 4. Измеренная дифракционная эффек-

тивность сферического зеркала (больше 94 %) хорошо согласуется как с численными расчетами, так и с теоретическими предсказаниями. Результаты свидетельствуют о перспективности данного направления.

Генерация векторных и комбинированных закрученных пучков

Закрученные бесселевы пучки терагерцового диапазона, получение которых описано в предыдущем параграфе, недавно предложено [12] применить для генерации закрученных поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на цилиндрических проводниках, которые можно использовать при создании различных сенсоров или для передачи информации. Если при этом по одному и тому же проводнику «запустить» несколько плазмонов, имеющих разные орбитальные моменты, то, модулируя на входе независимо их амплитуду, и декодируя на выходе информацию, переносимую каждой модой, можно создавать плазмонные мультиплексные коммуникационные системы. Для реализации этой задачи нужно, во-первых, исследовать возможность формирования закрученных ППП на проволоках, и, во-вторых, изучить возможность создания комбинации пучков с разными топологическими зарядами. В качестве первого шага в данном разделе мы опишем опыты по формированию векторных бесселевых пучков, поскольку для генерации ППП на проволоках поляризация пучка должна быть радиальной, а также продемонстрируем сравнение результатов расчетов и экспериментов, в которых мы комбинировали свободно распространяющиеся пучки с двумя разными топологическими зарядами.

Один из вариантов оптической системы, которая может решить поставленные задачи, показан на рис. 5.

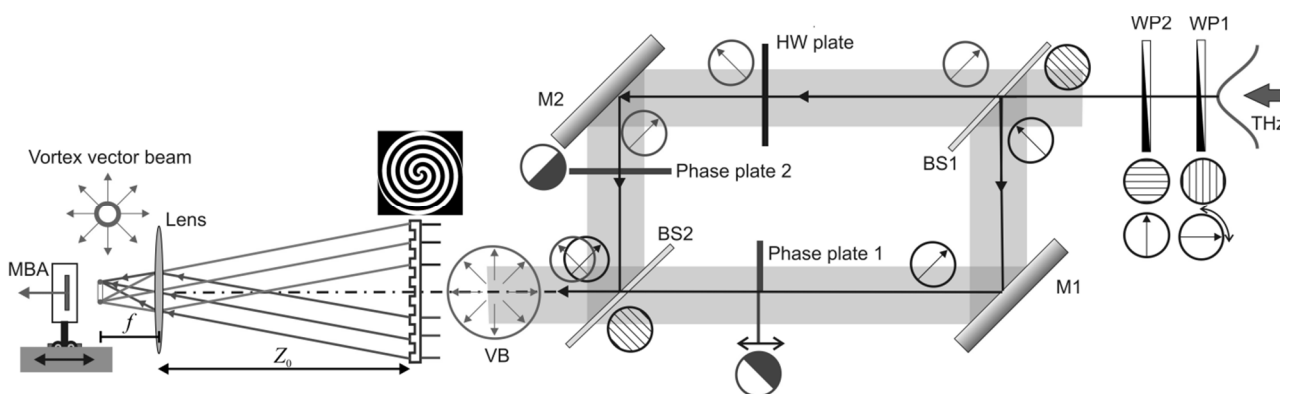


Рис. 5. Оптическая система на основе модифицированного интерферометра Маха-Цендера, позволяющая формировать векторные пучки, векторные закрученные пучки и «идеальные» закрученные пучки терагерцового диапазона. Направление электрического вектора излучения в разных частях системы показано стрелками в кружках; штриховками в кружках показывают направление сетки проволочных и фотолитографических поляризаторов; остальные обозначения см. в тексте

Его основой является модифицированный интерферометр Маха-Цендера. Интенсивность мощного линейно поляризованного гауссова пучка НЛСЭ регулируется при входе на рабочую станцию проволочным поляризатором WP1. Второй проволочный поляризатор WP2 обеспечивает вертикальную линейную поляризацию пучка на входе в интерферометр. В качестве светоделителей BS1 и BS2 используются фотолитографические поляризаторы, скрещенные между собой, плоскости поляризации которых, как показано на рисунке, ориентированы под углом 45° по отношению к входящему пучку.

С помощью данного интерферометра можно из гауссова пучка сформировать векторные пучки двух видов. Для этого в каждое плечо интерферометра вставляются скрещенные между собой фазовые пластинки Phase plate 1 и Phase plate 2, фазовый рельеф которых показан на рис. 6, а. Эти пластинки формируют эрмит-гауссовы пучки, которые могут быть поляризованы двумя способами, показанными на рис. 7. Переход от одного поляризационного состояния к другому происходит при повороте пластинок в каждом плече интерферометра на 90° . Для того чтобы на выходе интерферометра эрмит-гауссовы пучки были скрещены в случае использования поляризаторов в качестве светоделителей, как показано на рис. 5, нужно дополнительно ввести в одно из плеч полуволновую пластинку (HW plate). Поскольку мы не располагали такой пластинкой, в экспериментах вместо второго поляризатора в качестве светоделителя была использована тонкая полипропиленовая плёнка, что несколько снижало дифракционную эффективность системы, но позволило провести эксперименты.

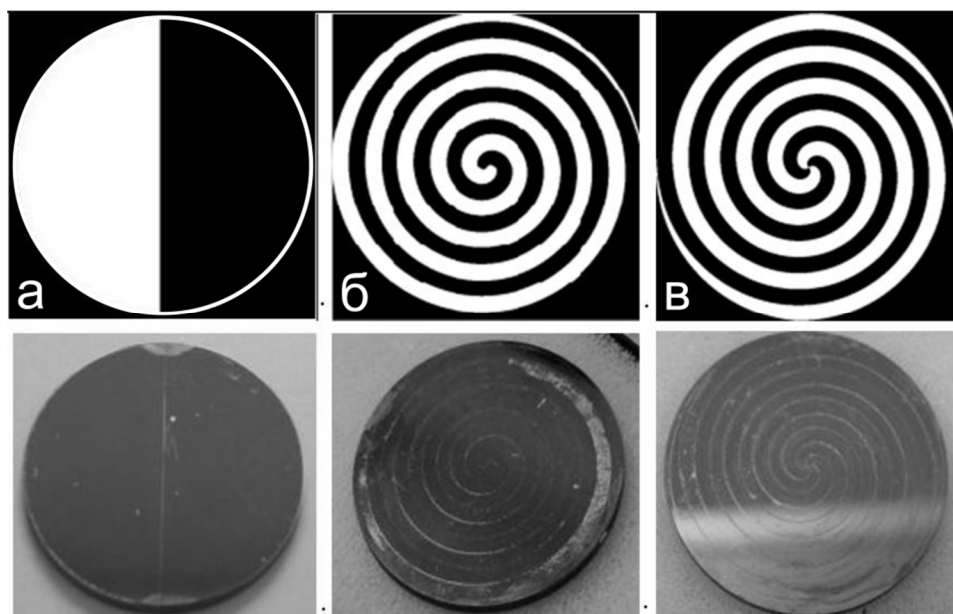


Рис. 6. (а) Фазовая пластинка для формирования эрмит-гауссова пучка (EG), (б, в) спиральные бинарные фазовые аксиконы из кремния, формирующие бесселевы пучки первого (B1) и второго (B2) порядков. Верхний ряд – фазовый рельеф; нижний ряд – фотографии элементов

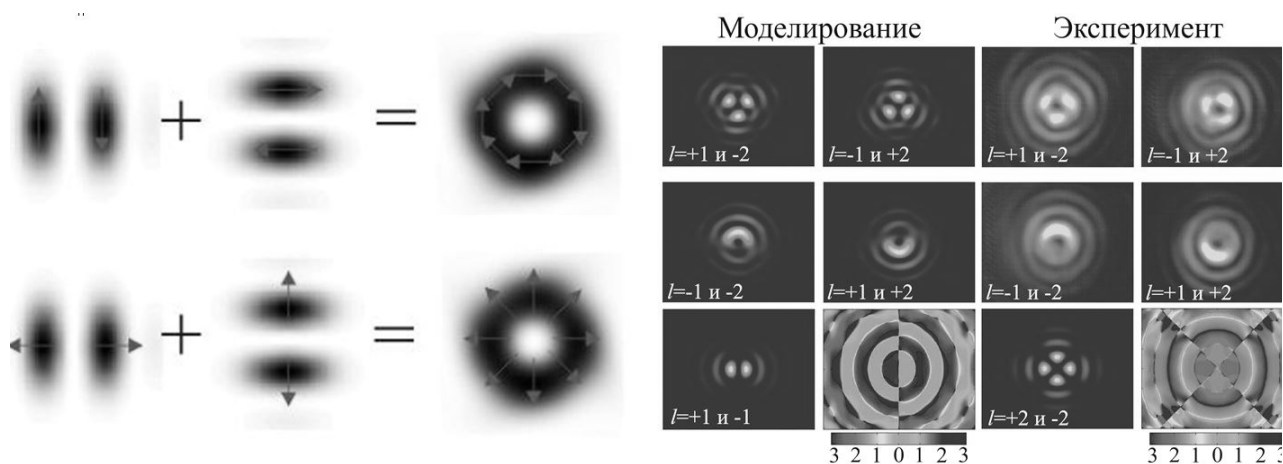


Рис. 7. Слева: два способа генерации векторных пучков с помощью фазовых пластинок, показанных на рис. 6а (интерференция пучков ЭГ (1,0) и ЭГ (0,1)):

вверху – формирование пучка с круговой поляризацией; внизу – с радиальной поляризацией. Максимумы интенсивности показаны черным цветом. Стрелки соответствуют направлению поляризации. Справа: результаты моделирования и экспериментов по генерации комбинированных бесселевых пучков; топологические заряды исходных пучков обозначены символом l

В эксперименте были получены кольцевые пучки с радиальной поляризацией, которые, проходя затем через спиральные фазовые аксиконы, формировали закрученные бесселевы пучки, и, будучи сфокусированы дополнительной линзой, трансформировались в кольцевые «идеальные» закрученные пучки [13], сохранявшие топологический заряд исходного бесселева пучка. Радиусы колец «идеальных» пучков одинаковы при любых топологических зарядах, что оптимально для возбуждения комбинации закрученных поверхностных плазмонов на цилиндрических проводниках методом дифракции на торце проволоки.

Этот интерферометр был также использован для исследования формирования комбинированных закрученных пучков, которые, как говорилось выше, интересны с точки зрения создания мультиплексных коммуникационных систем [14]. Для этого в плечи интерферометра, вместо ранее установленных ДОО, помещались спиральные фазовые аксиконы (рис. 6, б, в). Сформированные ими бесселевы пучки разных порядков совмещались на выходе интерферометра. Интерференционная картина записывалась с помощью матричного микроболометрического приемника. На рис. 7 (справа) показаны вычисленные в рамках скалярной теории дифракции интерференционные картины вместе с картинками, зарегистрированными экспериментально. Как видно, результаты хорошо согласуются друг с другом.

Совместив обе описанные выше оптические схемы, мы можем получить комбинации «идеальных» закрученных пучков с радиальной поляризацией и попытаться использовать их для генерации комбинированных закрученных плазмонов на цилиндрических проводниках. В этом случае мы должны получить

пучки, электрическое поле которых в фокальной плоскости линзы описывается выражением:

$$E(z' = f; r', \varphi) = E_0 \frac{1}{\kappa} \delta\left(\kappa - \frac{\kappa r'}{f}\right) \exp\{i[k_z z + (l_1 + l_2)\varphi]\}, \quad (2)$$

Отсюда следует, что оптическая система, показанная на рис. 5, представляет интерес как для формирования комбинированных закрученных пучков в свободном пространстве, так и для генерации комбинации закрученных плазмонов.

Генерация регулярной «решетки» закрученных пучков

Еще одним оригинальным экспериментом в области классической оптики, выполнить который впервые позволила большая мощность НЛСЭ, явились демонстрация нового эффекта, обнаруженного при исследовании дифракции бесселевых пучков разных порядков на двумерных амплитудных решётках круглых отверстий [15]. Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 8.

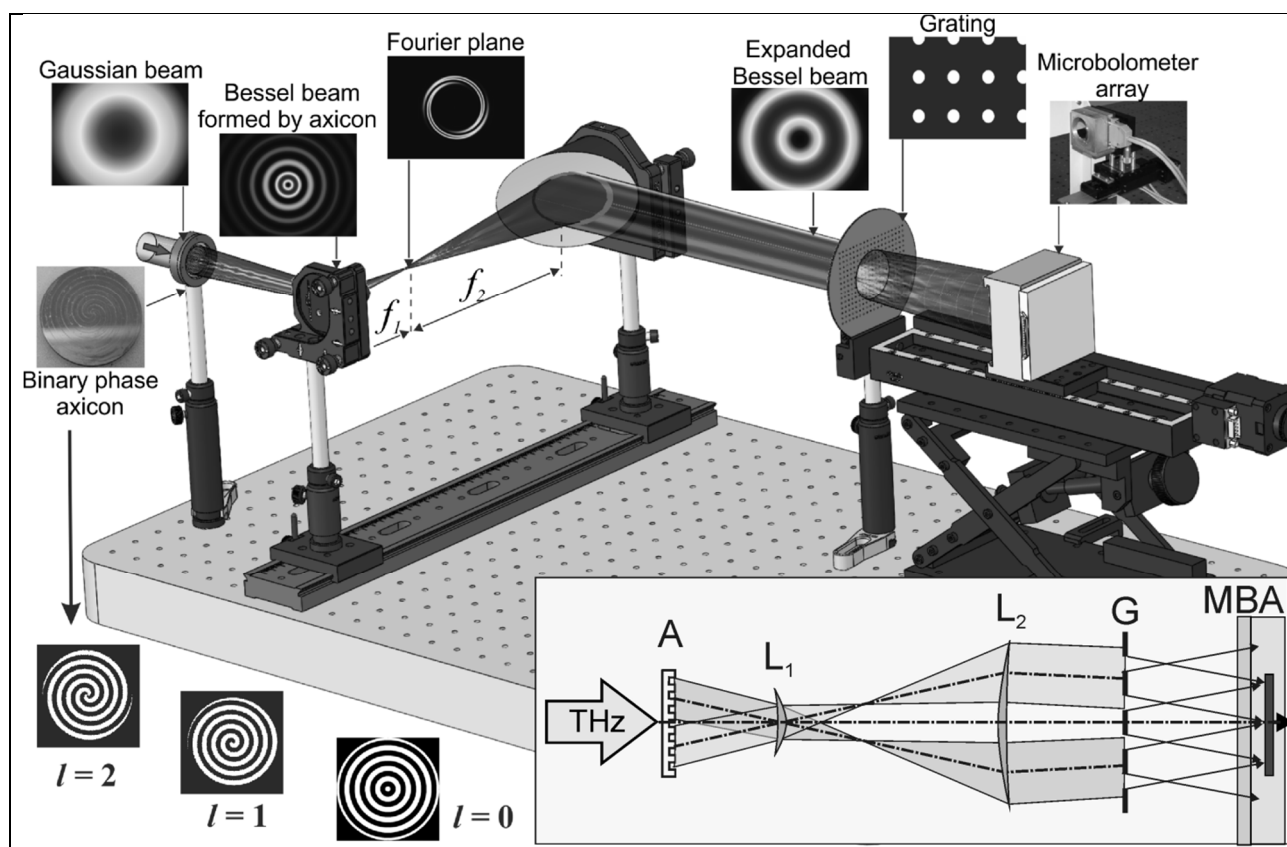


Рис. 8. Экспериментальная установка для исследования дифракции бесселевых пучков на амплитудных решетках. Вставка: Эквивалентная оптическая схема.

Спиральный фазовый бинарный аксикон А преобразует гауссов пучок в бесселев пучок, который расширяется телескопической системой L1 и L2 и освещает амплитудную решетку G. Дифракционное поле регистрируется матрицей микроболометров MBA с числом элементов 320×240 пикселей (физический размер – $16,32 \times 12,24$ мм²)

Хорошо известно, что при освещении периодических решеток электромагнитной волной с плоским волновым фронтом позади решетки в регулярно расположенных «плоскостях Тальбота»

$$L_T = \frac{2p^2}{\lambda} \left(N - 1 + \frac{n}{m} \right) = Z_T \cdot \left(N - 1 + \frac{n}{m} \right), \quad (3)$$

где p - период решётки, а N и $n < m$ - целые, при $n = 0$ наблюдается самовоспроизведение изображения решетки («главные плоскости Тальбота»), а в промежуточных плоскостях ($n \neq 0$) – изображения высших пространственных порядков той же решётки. Этот эффект (эффект Тальбота) широко используется в самых разнообразных приложениях в различных спектральных диапазонах от рентгеновской области до радиочастот.

Мы впервые исследовали этот эффект, осветив решетку бесселевыми пучками с помощью аксиконов, описанных в предыдущих параграфах. Оказалось, что в этом случае в плоскостях Тальбота наблюдаются не изображения самих отверстий, а закрученные пучки в форме одиночных колец, имеющие топологический заряд, идентичный топологическому заряду падающего пучка. Закономерности, описывающие эти кольца, оказались гораздо сложнее, чем для классического эффекта Тальбота. Нами было получено аналитическое выражение, описывающее электромагнитное поле позади решетки

$$\begin{aligned} E(\mathbf{x}, j, \beta) = & \pi R^2 e^{-i\kappa^2(j+\beta)z_T/2k+ikz} \times \\ & \times \sum_{m'n'} \iint \frac{d^2 k'_\perp}{(2\pi)^2} i^{-l} e^{il\phi'_k} \frac{2\pi}{\kappa} \delta(k'_\perp - \kappa) e^{i\vec{k}'_\perp \cdot \vec{x}} \times \\ & \times \sum_{s=0}^{v-1} \sum_{t=0}^{v-1} a_{st} \cdot \delta(\vec{x} - \vec{p}_{m'n'} - \vec{p}_{st} / v - \vec{k}'_\perp (j + u/v) z_T / k) \end{aligned} \quad (3)$$

где $\mathbf{x} = \{x, y\}$, $\mathbf{p}_{mn} = \{mp, np\}$, R - радиус отверстия, k - волновое число, l - орбитальный угловой момент и κ - радиальное волновое число.

Отсюда видно, что изображения имеют форму колец с центром в точках $\mathbf{x} = \mathbf{p}_{mn}$ и радиусами $\rho_{juv} = \kappa \frac{p^2}{\pi} \left(j + \frac{u}{v} \right)$. Диаметры колец возрастают при увеличении чисел j , что приводит к коллапсу регулярной системы колец.

Для анализа и сопровождения экспериментов была написана программа в среде Matlab с простым в использовании интерфейсом для моделирования прохождения излучения через оптические системы, состоящие из последовательности амплитудно-фазовых элементов. Расчеты проводились в рамках скалярной теории дифракции. Программное обеспечение рассчитывает интеграл Рэлея-Зоммерфельда в приближении Френеля, используя комбинацию метода импуль-

сного отклика и метода передаточной функции, что обеспечивает корректность решения во всей области дифракции Френеля.

На рис. 9 приведены изображения, наблюдаемые позади решеток с периодами от 1 до 6 мм в главных и дробных плоскостях Тальбота, вместе с численно рассчитанными изображениями. В приведенной ниже рисунка встроеной таблице сопоставлены радиусы кольцевых пучков, полученных из аналитической теории, численных расчетов и измеренные экспериментально. Видно, что все результаты хорошо согласуются между собой. Хотя дифракционная картина не воспроизводит точно изображений решетки, тот факт, что периодическая система колец наблюдается на классических расстояниях Тальбота, позволяет классифицировать наблюдаемое явление как новое направление в дифракционной теории. Оптимизируя параметры решеток и пучков Бесселя, в параксиальной области можно получить набор кольцевых пучков с заданным топологическим зарядом, которые можно использовать для создания периодически расположенных оптических ловушек или для передачи механического момента последовательности микротурбин, например, в микрофлюидных системах. Другим возможным применением явления может быть возбуждение вихревых поверхностных плазмон-поляритонов упомянутым в предыдущих разделах методом дифракции на торцах периодически расположенных цилиндрических проводников.

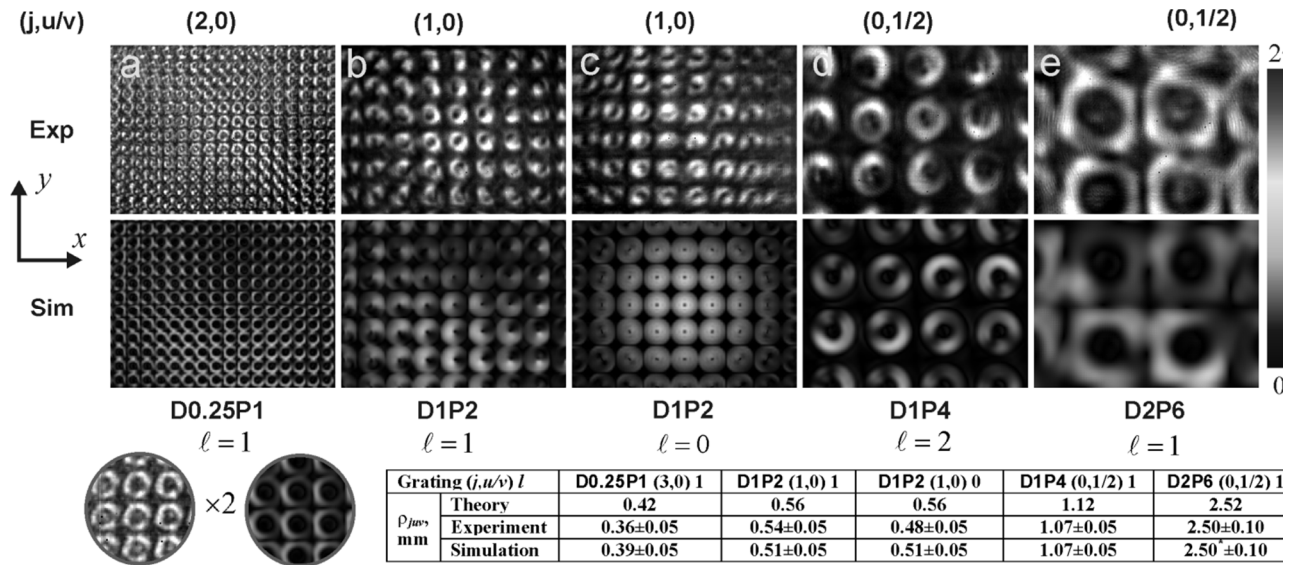
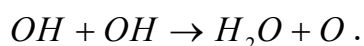
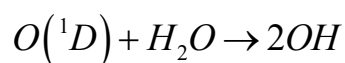
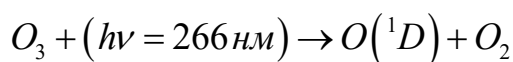


Рис. 9. Примеры дифракционных картин, полученные экспериментально и численно для пучков Бесселя нулевого, первого и второго порядков.

Результаты получены при длине волны $\lambda = 141$ мкм. Размер кадров составляет $16,32 \times 12,24$ мм². обозначение $DxDy$ обозначает решётку с диаметром отверстия x и периодом y . Круглые вставки показывают увеличенные области в центрах кадра (a)

Наблюдение сигналов свободной индукции ОН радикалов в терагерцовом диапазоне

Гидроксильный радикал ОН является основным окислителем в процессах горения и химии атмосферы. Вращательный спектр ОН сравнительно прост – в терагерцовом диапазоне имеется менее 10 линий поглощения, соответствующих переходам между нижними вращательными состояниями радикала. Сигнал спада свободной индукции (ССИ) наблюдался на линии поглощения ОН при $83,8\text{ см}^{-1}$, что соответствует переходу с самого низкого вращательного состояния ОН. Гидроксильные радикалы были получены в следующей последовательности химических реакций:



Концентрация ОН радикалов была $\sim 10^{15}\text{ см}^{-3}$, время жизни $\sim 300\ldots 700\text{ мкс}$.

Импульс УФ-лазера (266 нм) был синхронизирован с импульсами ЛСЭ. Форма импульса ЛСЭ с сигналом ССИ после оптической ячейки регистрировалась сверхбыстрым диодным детектором Шотки и осциллографом на частоте 30 ГГц. На рис. 10 показан первый экспериментально наблюдаемый сигнал ССИ гидроксильного радикала, накопленный через 500 мкс после УФ-импульса. Момент $t = 0$ соответствует входному импульсу ЛСЭ. Сигнал от лазерного импульса накапливался отдельно, в отсутствие радикалов, и вычитался из рабочего сигнала.

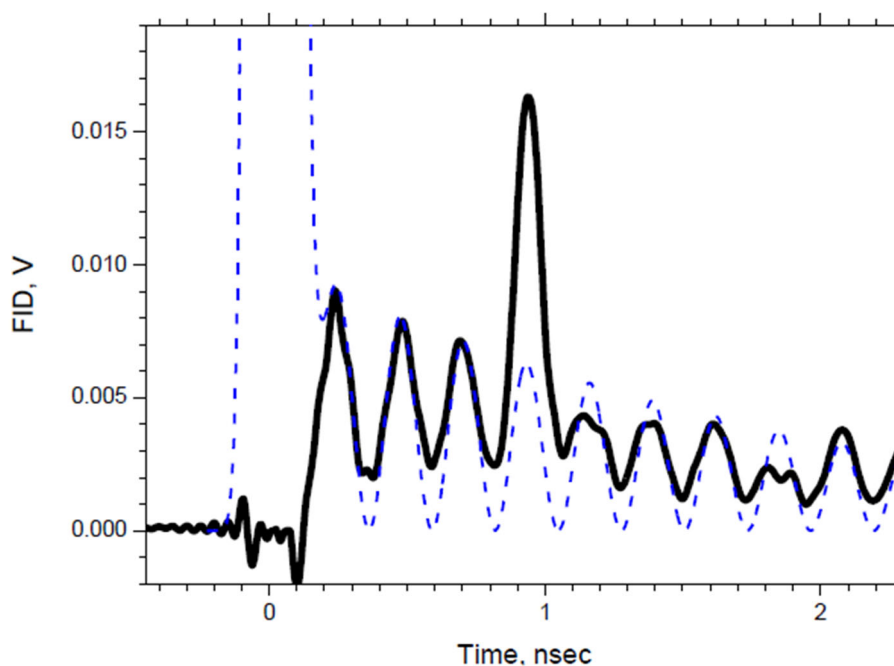


Рис. 10. Экспериментально наблюдаемый сигнал ССИ ОН радикала. Возбуждающий лазерный импульс накапливался отдельно и вычитался из фона. Пунктирная линия – численное моделирование ССИ

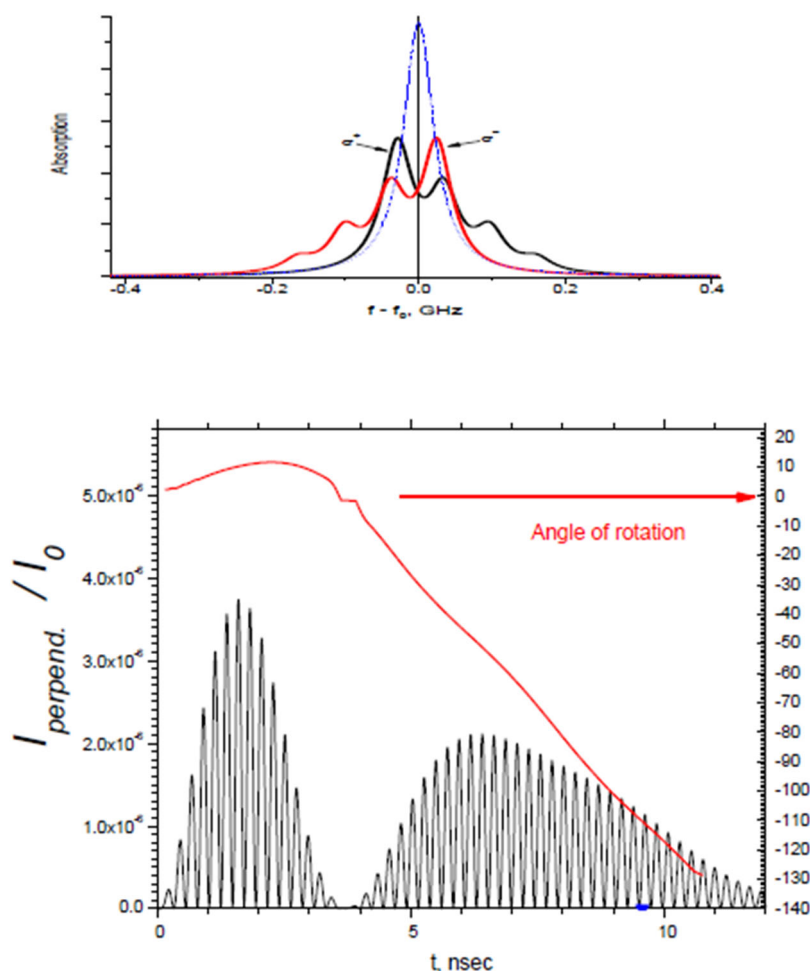


Рис. 11. Влияние магнитного поля 100 Гс на спектр ОН (верхний график) и на сигнал ССИ. Плавная линия показывает угол поворота плоскости поляризации ССИ в зависимости от времени

Линия поглощения ОН радикала представляет собой Λ -дублет с расщеплением 4,3 ГГц. Ширина спектра ЛСЭ превышает это расщепление, поэтому лазер одновременно возбуждает обе компоненты дублета. Сигнал ССИ содержит характерные биения с периодом 0,23 нс. Изменяя задержку между УФ-импульсом и моментом измерений, мы можем наблюдать рост концентрации ОН, а при больших задержках – снижение концентрации ОН. В течение времени жизни радикала ОН через ячейку проходит много импульсов ЛСЭ, каждый из которых инициирует сигнал ССИ. Мы могли регистрировать последовательность из 10 импульсов, получая, таким образом, отдельные кадры, фиксирующие рождение и гибель радикалов.

Влияние магнитного поля на сигнал ССИ было исследовано путем численного моделирования. Продольное магнитное поле приводит к вращению плоскости поляризации сигнала. Угол поворота зависит от времени после импульса ЛСЭ. Был предсказан эффект немонотонного вращения поляризации - через некоторое время после импульса направление вращения меняется.

Терагерцовая плазмоника на НЛСЭ

Плазмоны - это коллективные колебания плотности свободного электронного газа. Плазмон, связанный с фотоном, образует еще одну квазичастицу, называемую плазмон-поляритоном. Плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела «металл-диэлектрик», называются поверхностными плазмон-поляритонами (ППП). Они представляют собой экспоненциально затухающую p -поляризованную электромагнитную волну, связанную с волной плотности свободных зарядов на поверхности (полу) проводника. Область оптики, изучающая поверхностные плазмоны, часто описывается как плазмоника, по аналогии с электроникой. «ППП – это наиболее известный метод ограничения и направления электромагнитного излучения в минимально возможном объеме».

Согласно модели Друде для диэлектрической проницаемости металлов, длина распространения растет пропорционально квадрату длины волны $L \sim \lambda^2$ (λ - длина волны излучения). Однако, уже первые эксперименты с плазмонами, возбуждаемыми терагерцовыми газовыми лазерами, выявили большое расхождение между расчетными и измеренными значениями L . В экспериментах ТГц ППП пробегали расстояния на порядок или даже на два порядка меньше, чем было предсказано теорией: от нескольких до десятков сантиметров. Как выяснилось позже, основной причиной этому была не только разница между диэлектрической проницаемостью поверхности металла и его объемным значением, но и значительные радиационные потери, возникающие при рассеянии плазмонов на поверхностных неоднородностях. Для уменьшения потерь было предложено покрыть поверхность тонким (около $\lambda / 100$) диэлектрическим слоем, смещающим таким образом дисперсионную кривую от световой линии и тем самым делающим менее вероятным процесс «объемного излучения плазмонов».

На НЛСЭ ведутся интенсивные исследования плазмонов в терагерцовом диапазоне. Было экспериментально обнаружено, что в ТГц диапазоне весьма эффективным методом генерации ППП является метод дифракции на краю (end-fire coupling). При этом можно «укрыться» от паразитной объемной волны, возбуждая плазмоны на выпуклых цилиндрических сегментах. Это позволяет тщательно измерить распределение поля вдоль трека ППП, изучить их дифракцию на прямоугольной кромке образца, обнаружить объемные волны, исследовать явно процесс прохождения ППП от одной подложки к другой через воздушные зазоры. Было обнаружено также, что плазмоны могут отражаться плоскими зеркалами и разделяться плоскими разделителями пучка [18, 19]. На основе этих достижений было разработано и испытано устройство для измерения длины распространения терагерцовых плазмонов, в котором закреплены входной и выходной элементы, а длина трека плазмона легко меняется перемещением уголкового зеркала. Это позволяет пользователям проводить измерения с высоким отношением сигнал-шум.

Относительно недавно был открыт еще один способ управления величиной ω_p , а, следовательно, и величиной ω_{SPP} , заключающийся в создании периодических структур (отверстий, углублений или объектов) субволновых размеров

на поверхности металла [21]. Такие плазмоны были названы "spoof" поверхностными плазмонами. Данный метод позволяет увеличивать связь терагерцовых плазмонов не только на металлах, но и на графене и на сверхпроводниках. В экспериментах на НЛСЭ ведутся также исследования локализованных плазмонов, которые представляют интерес как различные сенсоры.

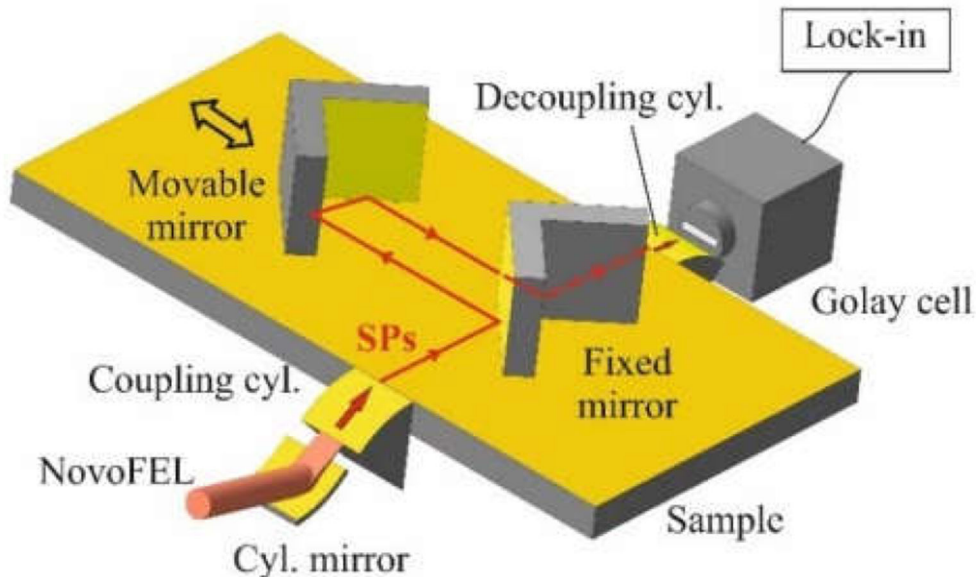


Рис. 12. Устройство с фиксированными элементами для генерации плазмонов и измерения длины их распространения

Опыт работы в терагерцовом диапазоне дает основания выделить следующие перспективные направления развития ТГц плазмоники:

1) плазмонные каналы связи на основе металлодиэлектрических структур (проводов) прямого или круглого сечения. Преимущества этого способа передачи информации заключаются в следующем: во-первых, скорость ТГц СПП является максимально возможной (она почти равна скорости света); и, во-вторых, это приводит к чрезвычайно низкой дисперсии групповой скорости, что позволяет передавать импульсы без искажений;

2) разработка ППП-интерферометров, позволяющих создавать поверхностные плазмонные фурье-спектрометры ТГц-диапазона;

3) интенсивное изучение spoof поверхностных плазмонов (особенно на графене) и их взаимодействия с объемным ТГц излучением;

4) генерация плазмонов на полупроводниковых поверхностях излучением с $\omega \approx \omega_p$, концентрируя свет в пределах поверхности и, таким образом, прокладывая путь к терагерцовой микроскопии сверхвысокого разрешения.

5) Исследование «локализованных» ППП (ЛППП) на полупроводниковых микронных частицах, которые, в отличие от металлических, являются проникаемыми для ТГц-излучения. Возбуждая ЛППП, можно концентрировать энергию излучения в очень ограниченном пространстве.

Релаксация кулоновских состояний в полупроводниках

Типичные полупроводники, такие как кремний и германий с введенными в них донорами и акцепторами, интенсивно изучаются с 1950-х годов. Главной причиной послужила важность легированных полупроводников в производстве различных электронных устройств, основанных на свойствах p - n перехода или Шоттки-перехода. Новый интерес к кулоновским центрам в полупроводниках возник из нескольких новых направлений, включая одноатомную электронику, квантовую логику и генерацию лазерного излучения на основе примесных центров. Для использования кулоновских центров в рамках любого из этих направлений необходимо знать такие свойства связанного электрона, как энергетический спектр и скорость релаксации.

В последние два десятилетия появление новых пользовательских установок на основе терагерцевых лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), излучающих мощные короткие ТГц-импульсы, открыло уникальную возможность для изучения примесных центров в полупроводниках при резонансном возбуждении выбранных энергетических уровней с использованием одноцветного метода «накачка-зондирования» [21, 22], в частности, для измерения времени жизни различных доноров и акцепторов в кремнии. Совсем недавно подобные эксперименты были проведены для изучения примесей в германии. Здесь мы выполним краткий обзор экспериментов накачка-зондирования, посвященных измерению времени жизни возбужденных донорных состояний в кремнии и германии при одноосном напряжении кристалла.

Как известно, релаксация электронов мелких доноров в полупроводниках при низких температурах происходит путем излучения акустических или оптических фононов. Элементарные полупроводники, такие как кремний и германий, имеют многодолинную структуру зоны проводимости, которая вместе с соответствующими энергетическими промежутками между состояниями кулоновских центров допускает процессы междолинного рассеяния электронов. В кремнии они сопровождаются излучением оптических или акустических фононов f -типа или g -типа. Первый соответствует, например, переходу $[100] - [010]$, при этом последний $[100] - [-100]$ переход происходит в обратном пространстве.

Напряжение, приложенное вдоль оси кристалла $[100]$, устраняет вырождение, приводящее к расщеплению долин и соответствующих энергетических уровней. Таким образом, одноосное напряжение может изменять скорость релаксации, если изменяется энергетический зазор. На рис. 13 в качестве примера показана энергетическая диаграмма донора фосфора в кремнии при напряжении. Возбужденные состояния движутся параллельно своим «родительским» долинам, в то время как синглетное основное состояние $1s(A_1)$, содержащее равные вклады от шести долин при нулевом напряжении, движется нелинейно, теряя вклад верхних долин.

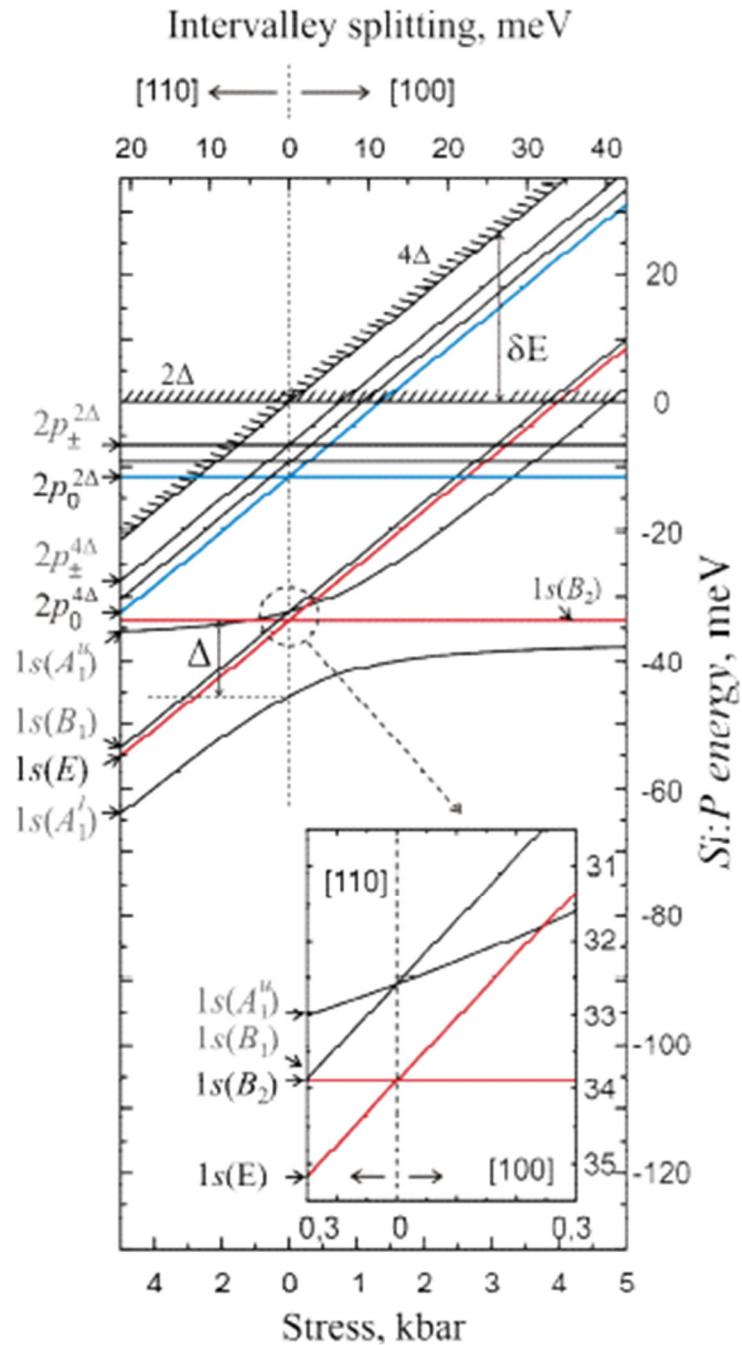


Рис. 13. Энергетическая диаграмма донора фосфора в кремнии в зависимости от одноосного напряжения вдоль кристаллографической ориентации $[110]$ (слева) или $[100]$ (справа). Показаны только низшие возбужденные состояния и основные состояния, а также положение долин зон проводимости 2Δ и 4Δ

Для эксперимента были взяты кристаллы кремния и германия, легированные различными донорами. Образцы кремния были разрезаны вдоль оси $[100]$, а образцы германия - вдоль оси $[111]$. Эти направления были выбраны для обеспечения максимального расщепления долины при заданном значении напряжения.

Типичные концентрации доноров находились в диапазоне $N_D = 1 - 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Образцы были сформированы в виде параллелепипедов с размерами $7 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$. Каждый образец помещался в специальное устройство, предназначенное для приложения одноосного напряжения. Устройство, содержащее один образец и индивидуальное значение напряжений, устанавливали в оптический проточный гелиевый криостат и охлаждали примерно до 5 К. Полученное значение напряжений в каждом устройстве оценивали по расщеплению донорных уровней, измеренных методом абсорбционной спектроскопии.

Время релаксации отдельных электронных состояний было измерено методом «накачка-зондирование» с временным разрешением. Он заключался в частотно-селективном возбуждении исследуемого образца импульсом терагерцового излучения, энергия возбуждающего фотона которого соответствовала энергии перехода между зондируемыми электронными состояниями. Для измерения характерного времени затухания τ длительность импульса оптического возбуждения должна быть значительно меньше τ , а временная задержка между импульсами накачки и зондирования должна быть значительно больше τ . Большой набор данных был получен с помощью систем «накачка-зондирование» на нескольких лазерах на свободных электронах: FELIX (Нидерланды), FELBE (Германия) и НЛСЭ (Россия). Спектральная ширина излучения ЛСЭ по полуширине (FWHM) была во всех случаях меньше 1% от длины волны ЛСЭ. Типичная длительность микроимпульса составляла около 10 пс для FELIX и FELBE и 100 пс для НЛСЭ.

На рис. 14 показаны сигналы «pump-probe», полученные для $Si:P$, нагруженного вдоль $[100]$ при накачке в нижнюю компоненту напряженного уровня $2p_0$ для двух значений одноосного напряжения 80 и 650 бар. Из рисунка ясно видно, что более высокие значения напряжения приводят к увеличению времени жизни, что указывает на подавление эмиссии фононов f -типа. Аналогичные результаты были получены для других доноров в кремнии, таких как висмут и мышьяк. Было получено, что типичные времена жизни для доноров в германии намного больше (0,5–3) нс, чем для акцепторов в германии (150–250) пс, а также доноров (100–200) пс и акцепторов (30–100) пс в кремнии. Напряжение, приложенное вдоль оси $[111]$ для $Ge:Sb$, приводит к увеличению времени жизни на уровне $2p_{\pm}$ с 1,8 нс до примерно 3,2 нс, что можно объяснить «отключением» междолинной релаксации.

Многолетний опыт исследования времен релаксации возбужденных уровней в полупроводниках на рабочей станции «накачка-зондирование» Новосибирского лазера на свободных электронах продемонстрировал, что эта станция является важной составляющей для международной коллаборации, ведущей подобные исследования. Характеристики излучения и параметры станции хорошо дополняют возможности, имеющиеся на европейских лазерах на свободных электронах, а по ряду параметров их превосходят.

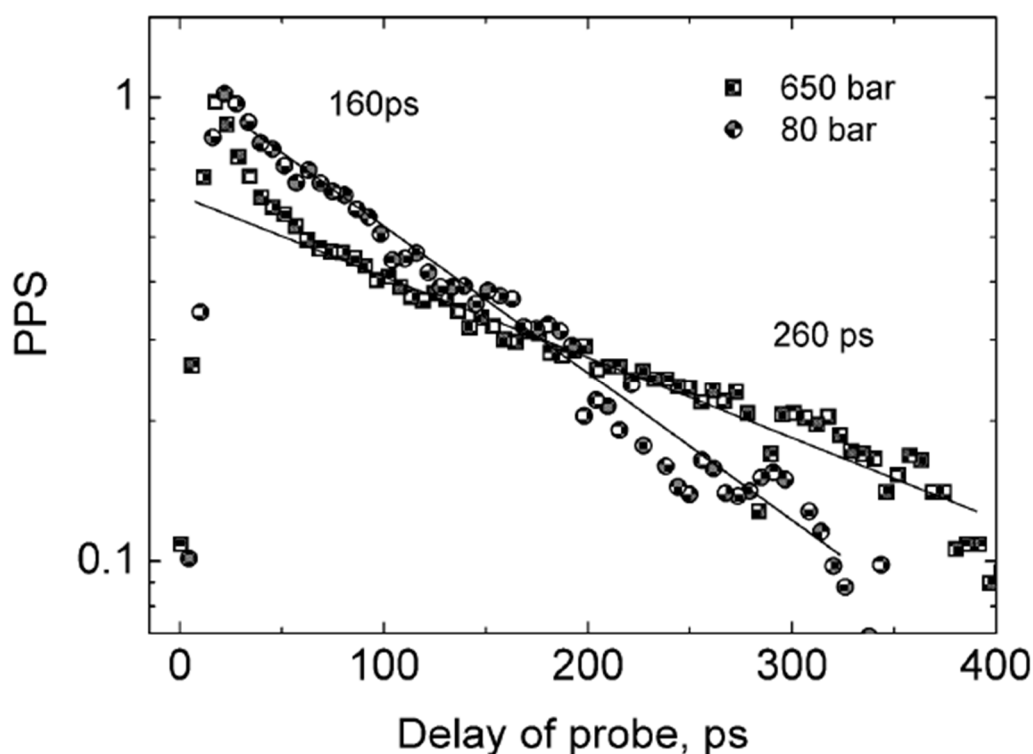


Рис. 14. Сигнал накачка-зондирование для $Si:P$ при двух значениях одноосного напряжения (80 бар и 650 бар) вдоль $[100]$

Заключение

Результаты экспериментов последних лет в области фотоники и спектроскопии, выполненных на рабочих станциях Новосибирского лазера на свободных электронах, продемонстрировали широкие возможности, имеющиеся для экспериментаторов, работающих в области терагерцового излучения. Уникальные параметры лазера позволили поставить ряд экспериментов, для выполнения которых не существует других установок в России, а иногда и в мире. Центр коллективного пользования «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения», предоставляя уникальное экспериментальное оборудование работающим в нем группам внутренних и внешних пользователей, содействует выполнению работ мирового уровня.

Благодарности

Авторы обзора благодарят команду НЛСЭ, обеспечивающую функционирование лазера и рабочих станций, а также многочисленных пользователей НЛСЭ за их интеллектуальный вклад в развитие экспериментальных методик и постоянное сотрудничество. Обзор экспериментов в части, связанной с формированием векторных закрученных пучков и генерацией поверхностных плазмон-поляритонов с орбитальным угловым моментом, был выполнен при поддержке гранта РНФ 19-12-00103.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. G.N. Kulipanov, E.G. Bagryanskaya, E.N. Chesnokov, Yu.Yu. Choporova, V.V. Gerasimov, Ya.V. Getmanov, S.L. Kiselev, B.A. Knyazev, V.V. Kubarev, S.E. Peltek, V.M. Popik, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, S.S. Seredniakov, O.A. Shevchenko, A.N. Skrinsky, S.L. Veber, and N.A. Vinokurov. Novosibirsk free electron laser as a user facility // *IEEE Trans. on THz Sci. Techn.* – 2015. – V. 5, №5. – P. 798–809.
2. Choporova Yu. Yu. et al. Classical Holography in the Terahertz Range: Recording and Reconstruction Techniques // *IEEE Trans. on THz Sci. Techn.* - 2015. - V. 5 (5). - P. 836–844.
3. Kubarev V. V. Instabilities, coherency, and spectra of the NovoFEL radiation // *EPJ Web of Conf.* – 2017. – V. 149. – P. 05007.
4. Kubarev V. V., Getmanov Ya. V., Shevchenko O. A., Koshlyakov P. V. Threshold conditions for terahertz laser discharge in atmospheric gases // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* – 2017. – V 38, №6. – P. 787–798.
5. Nikitin, P. A. et al. Deflection of terahertz vortex beam in nonpolar liquids by means of acousto-optics // *Phys. Procedia* – 2016. – V. 84. – P. 146–151.
6. Kozlov A. S. et al. Formation of Nanosized Metal Hydrosols under the Influence of Novosibirsk Terahertz free Electron Laser Radiation // *Phys. Procedia.* – 2016. – V. 84. – P. 131–134.
7. Агафонов А.Н., Власенко М.Г., Володкин Б.О., Герасимов В.В., Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Павельев В.С., Пальчикова И.Г., Сойфер В.А., Ступак М.Ф., Тукмаков К.Н., Цыганкова Е.В., Чопорова Ю.Ю. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / *Автометрия.* - 2013. – Т. 49, № 2. – С. 98–105.
8. Князев Б. А., Сербо В. Г. Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса – новые результаты. // *Успехи физических наук.* – 2018. – Т. 188, №5. – С. 508–539.
9. Choporova Yu. Yu., Knyazev B. A., Kulipanov G. N, Pavelyev V. S., Vinokurov N. A., Volodkin B. O., Zabin V. N. High-power Bessel beams with orbital angular momentum in the terahertz range. // *Phys. Rev. A.* – 2017. – V. 96. – P. 023846.
10. Taras V. Kononenko, Boris A. Knyazev, Dmitry N. Sovyk, Vladimir S. Pavelyev, Maxim S. Komlenok, Gennadii A. Komandin, Vitaly I. Konov, Silicon kinoform cylindrical lens with low surface roughness for high-power terahertz radiation, *Optics and Laser Technology* 123 (2020) 105953.
11. Agafonov, A.N., Knyazev, B.A., Pavel'ev, V.S., Akhmetova, E.I., Platonov, V.I., Elements of the Terahertz Power Reflective Optics with Free-Form Surfaces, (2019) *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 55 (2), pp. 148–153.
12. Князев, Б. А. Камешков О. Е., Никитин А. К., Павельев В. С., Ю.Ю. Чопорова. Возможность генерации терагерцовых и инфракрасных поверхностных плазмон-поляритонов с орбитальным угловым моментом на цилиндрических проводниках с помощью дифракционных оптических элементов // *Компьютерная оптика.* – 2019. – Т. 43, № 6. – С. 992–1000.
13. Ostrovsky A. S. Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator / A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, V. Arrizón // *Optics Letters.* – 2013. – V. 38, № 4. – P. 534–536.
14. N. D. Osintseva, Yu. Yu. Choporova, O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev, V. S. Pavelyev. Vector and mixed beams with orbital angular momentum. // *EPJ Web of Conferences.* – 2018. – V. 195. – P. 07005.
15. Kotelnikov I. A, Kameshkov O. E, Knyazev B. A. Diffraction of bessel beams on 2D amplitude gratings – a new branch in the talbot effect study. // *Journal of Optics.* – 2020. – V. 22, № 6. – P. 065603.
16. Chesnokov E. N., Kubarev V. V., Koshlyakov P. V., Kulipanov G. N. Direct observation of the terahertz optical free induction decay of molecular rotation absorption lines in the sub-nano-second time scale // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V.101. – P. 131109.

17. Chesnokov E. N., Kubarev V. V., Koshlyakov P. V., Chichinin A. I., Getmanov Ya. V., Shevchenko O. A. The influence of magnetic field on the echo-like free induction decay in NO₂ // Chemical Physics Letters. – 2016. – V. 662. – P. 62–66.
18. Gerasimov, V. V., Knyazev, B. A., Lemzyakov, A. G., Nikitin, A. K., Zhizhin, G. N. Growth of THz surface plasmon propagation length due to thin-layer dielectric coating // JOSA (B). – 2016. – V. 33, № 11. – P. 2196–2203.
19. Nikitin A. K., Gerasimov V. V., Lemzyakov A. G., Knyazev B. A., Azarov I. A. Over-the-horizon terahertz surface plasmon locator // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2020. – V. 41, № 2. – P. 194–201.
20. Pendry J. B., Martín-Moreno L., García-Vidal F. J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces // Science. – 2004. – V. 305, № 5685. – P. 847–848.
21. Hübers H.-W., Pavlov S. G., Lynch S. A., Greenland Th., Litvinenko K. L., Mordin B., Redlich B., Van der Meer A. F. G., Riemann H., Brosimov N. V., Becker P., Pohl H.-J., Zhukavin R. Kh., Shastin V. N. Isotope effect on the lifetime of the 2p₀ state in phosphorus-doped silicon // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 88, № 3. – P. 035201.
- 22 Choporova Yu. Yu., Gerasimov V. V., Knyazev B. A., Sergeev S. M., Shevchenko O. A., Zhukavin R. Kh., Abrosimov N. V., Kovalevsky K. A., Ovchar V. K., Hübers H.-W., Kulipanov G. N., Shastin V. N., Schneider H., Vinokurov N. A. First terahertz-range experiments on pump–probe setup at Novosibirsk free electron laser // Physics Procedia. – 2016. – V. 84. – P. 152–156.

*© Б. А. Князев, Н. А. Винокуров, В. В. Герасимов, Я. В. Гетман,
Я. И. Горбачев, Р. Х. Жукавин, О. Э. Камешков, В. В. Кубарев,
Г. Н. Кулипанов, А. К. Никитин, Н. Д. Осинцева, В. С. Павельев,
Е. Н. Чесноков, Ю. Ю. Чопорова, О. А. Шевченко, 2020*