

ЧАСТЬ 5. МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН

КОГЕРЕНТНАЯ ТЕРАГРАФИЯ – ТГЦ ГОЛОГРАФИЯ, ТОМОГРАФИЯ И
СПЕКТРОСКОПИЯ

В.Г. Беспалов 2

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СПЕКТРОГРАФ СПБГУ ИТМО

А.А. Городецкий, В.Г. Беспалов..... 5

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
МАНГАНИТОВ СОСТАВА $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$

**Е.С. Жукова, Б.П. Горшунов, А.С. Прохоров, M. Dressel, D. Wu,
T. Zhang, X.G. Li..... 7**

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ДВУМЯ
РАЗНОЧАСТОТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

**С.А. Штумпф, А.А. Андреев, В.Г. Беспалов, А.А. Городецкий,
С.А. Козлов, В.Н. Крылов, Г.В. Лукомский, Е.В. Новоселов,
Н.В. Петров, С.Э. Путилин..... 10**

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С НАКЛОННЫМИ
ФРОНТАМИ

А.Н. Бугай, С.В. Сазонов 13

СПИН-ИНЖЕКЦИОННЫЙ ИСТОЧНИК ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Г. Чигарев..... 16

О ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА С ДВУМЕРНОЙ РЕШЁТКОЙ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОДИМЕРОВ

Р.Е. Носков, А.А. Жаров, М.В. Царёв 19

КОГЕРЕНТНАЯ ТЕРАГРАФИЯ – ТГц ГОЛОГРАФИЯ, ТОМОГРАФИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ

В.Г. Беспалов

СПбГУ ИТМО, Санкт – Петербург

За последние пятнадцать лет с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на сапфире с титаном) в исследованиях и практических применениях излучения терагерцовой области спектра наметился значительный сдвиг. Развитие терагерцовой спектроскопии с разрешением по времени и других терагерцовых технологий привело к появлению ещё одного способа изучения окружающего мира. ТГц излучение имеет огромный потенциал для применений в диагностике, дистанционном зондировании, спектроскопии химических и биологических объектов. Действительно, оно охватывает актуальный спектральный диапазон колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и высоким отношением сигнал/шум вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне. Малость энергии терагерцовых квантов и связанный с этим неионизирующий характер терагерцового излучения открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия терагерцовых квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК, Это позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов. Не менее перспективным с точки зрения практики является применение терагерцового излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии.

В начале 90-х годов несколькими группами исследователей было показано, что при освещении фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в ТГц диапазоне [1]. Возможно получение ТГц излучения при фокусировке первой и второй гармоник излучения фемтосекундного лазера в воздух, а также при нелинейно-оптическом выпрямлении высокоинтенсивных сверхкоротких импульсов [2].

Для сверхкоротких и широкополосных импульсов ТГц излучения возможно измерение временной зависимости электрического поля $E_{THz}(t)$

импульсов при помощи, например, электрооптического детектирования. Применяя Фурье-преобразование к $E_{THz}(t)$ получают как спектр мощности, так и реальную и мнимую составляющие спектральных компонент ТГц волны, а по ним определяют спектральные характеристики и диэлектрические константы вещества, через которое проходил или от которого отразился широкополосный ТГц импульс. Измерения амплитуды и фазы ТГц волны позволяет реализовать различные когерентные методы визуализации объектов и их характеристики – голографию, томографию и спектроскопию [3 - 5].

Принципы и общая теория ТГц голографии были разработаны в работах [4,5]. Основная идея ТГц голографической системы состоит в измерении амплитудно-фазового пропускания в различных точках объекта, прозрачного в диапазоне 0.1...2 ТГц и дальнейшей математической обработки полученных данных. Экспериментальный макет представлен на рис. 1.

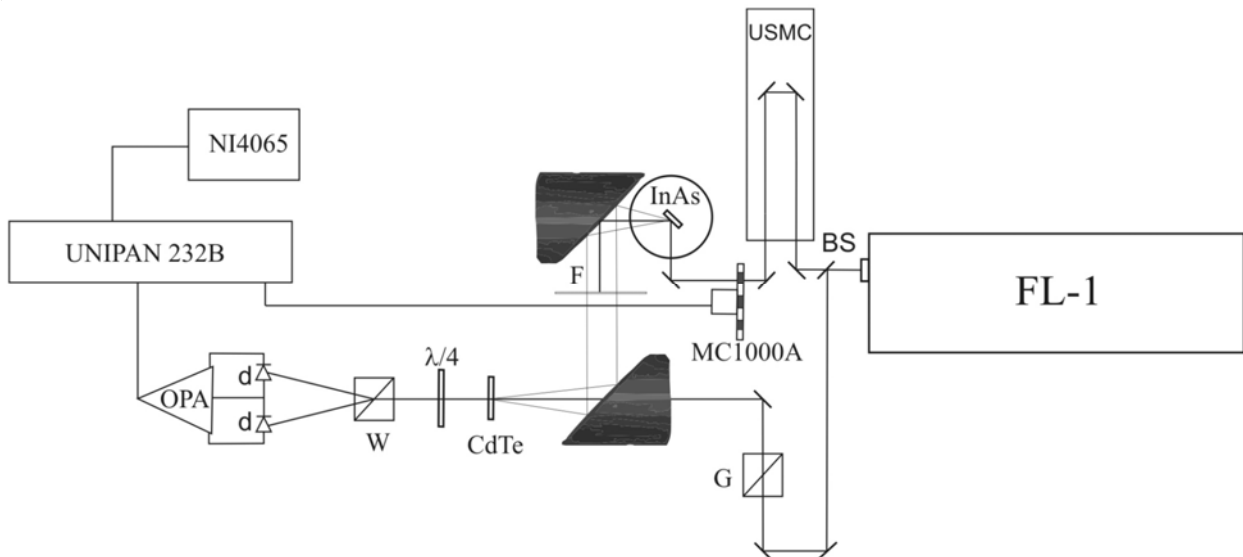


Рис. 1. Экспериментальный макет. FL-1 – Yb:KGW фемтосекундный лазер фемтосекундных световых импульсов, ОРА - малошумящий операционный усилитель, UNIPAN 232B – селективный усилитель, NI4065 - цифровой вольтметр, соединенный с компьютером.

Рассмотрим объект F , обладающий амплитудно-фазовым пропусканием, с которым связана система координат (x, y) . Плоскость регистрирующего экрана (кристалл CdTe) параллельна плоскости объекта и находится на расстоянии l от него. С плоскостью экрана связана система координат (ξ, η) , оси которой параллельны осям плоскости (x, y) .

Используя математическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля, нетрудно найти амплитуду поля монохроматического излучения частоты ω в точке голограммы с координатами (ξ, η)

$$U(\xi, \eta, \omega) = \iint_A h(\xi, \eta, x, y, \omega) U(x, y, \omega) dx dy \quad (1),$$

где

$$h(\xi, \eta, x, y, \omega) = \frac{\omega}{i2\pi c} \frac{\exp\left(-i\frac{\omega}{c} r(\xi, \eta, x, y)\right)}{r(\xi, \eta, x, y)} \quad (2),$$

- передаточная функция

При проведении измерения по схеме, представленной на рис. 1, обрабатывать полученные данные следует следующим образом:

$$U(\xi, \eta, t) \xrightarrow{FFT} U(\xi, \eta, \omega) \xrightarrow{conjg} U^*(\xi, \eta, \omega)$$

В силу обратимости по времени уравнений Максвелла, мы можем рассмотреть возможность обращения волнового фронта во времени, используя замену монохроматических компонент спектра на комплексно сопряжённые им значения $U^*(\xi, \eta, \omega)$. Таким образом, для каждой длины волны можно получить поле в точке объекта с координатами (x, y) в зависимости от поля, зарегистрированного на голограмме в точках с координатами (ξ, η)

$$U(x, y, \omega) = \iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \omega) U^*(\xi, \eta, \omega) d\xi d\eta \quad (3)$$

Интегрирование в (3) следует проводить по всему размеру голограммы. В результате мы получаем пространственную спектральную картину в плоскости объекта [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Беспалов, В. Н. Крылов, С. Э. Путилин, Д. И. Стаселько // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 1. С. 158-162.
2. K. Reimann // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P.1597.
3. В.Г. Беспалов // Опт. журн. 2006 г. Т.63. №11. С. 28.
4. В.Г. Беспалов. Терагерцовая спектроскопия и тераграфия. В кн. "Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей" Под редакцией И.П. Гурова и С.А. Козлова. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. С. 63.
5. V.G. Bespalov, A.A. Gorodetsky // J. of Holography and Speckle. 2009. No.1. V. 5. P. 62.

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СПЕКТРОГРАФ СПБГУ ИТМО

А.А. Городецкий, В.Г. Беспалов
СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург

В данной работе приведено описание установки терагерцового спектрографа, созданного в лаборатории учебно - научного центра "Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии". Спектрограф предназначен для измерения спектров пропускания жидкостных растворов, а также твердых и порошкообразных образцов в терагерцовом спектральном диапазоне. В качестве источника фемтосекундного излучения используется Yb:KYW лазер, генерирующий фемтосекундные импульсы с центральной длиной волны 1040 нм, длительностью 160 фс и частотой следования 75 МГц, средняя мощность достигает значения 1.2 Вт. Это излучение (см. рис.1) делится на два пучка.

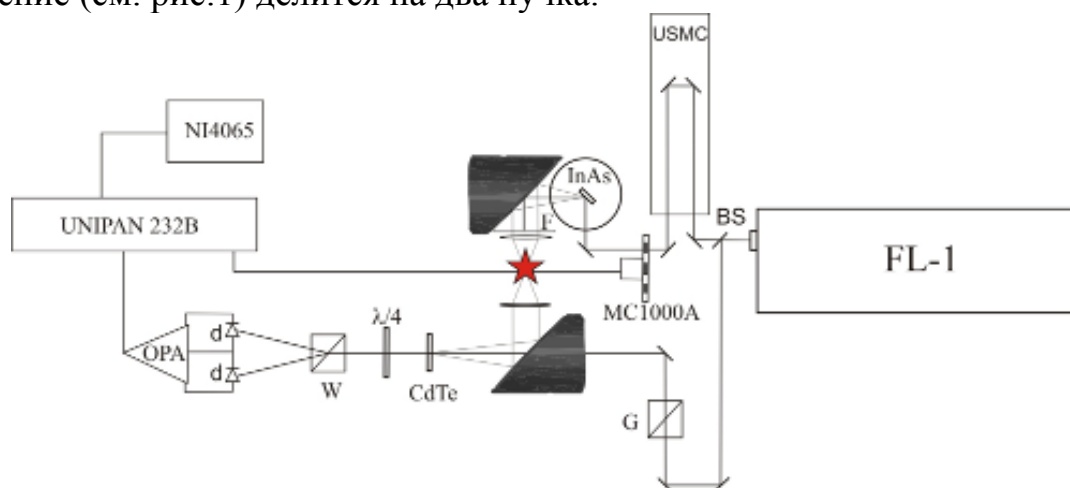


Рис. 1. Схема ТГц излучения спектрографа. FL-1 – Yb:KYW лазер фемтосекундных световых импульсов, BS – делитель пучка, USMC – линия задержки, MC1000A – модулятор, InAs – кристалл InAs в магнитном поле, G – призма Глана, CdTe – регистрирующий электро-оптический кристалл CdTe, F – фильтр, за которым помещается объект, $\lambda/4$ – фазовая пластинка, W – призма волластона, d – фотодиоды, OPA – низкошумный операционный усилитель, UNIPAN 232B – синхронизированный нановольтметр, NI4065 – цифровой вольтметр.

Более мощный пучок, пройдя линию задержки, падает на поверхность полупроводника InAs, помещённого в центр постоянного магнита (1.8 Тл). Генерируемое терагерцовое излучение коллимируется параболическим зеркалом, селективируется от излучения накачки фильтром, проходит систему софокусных линз и фокусируется в кристалл CdTe, навводя в нём дополнительное двулучепреломление. При отсутствии наведённого двулучепреломления в кристалле CdTe, линейно поляризованное излучение $\lambda=1.04$ мкм, пройдя четверть волновую пластинку ($\lambda/4$) и призму Волластона, попадает на два фотодиода, работающих в схеме балансного детектора, выставленного на 0. При наведении двулучепреломления в кристалле CdTe на выходе балансного детектора появляется сигнал. Таким

образом регистрируется временная форма пикосекундного терагерцового импульса, прошедшего через образец, которая преобразуется в спектр пропускания этого образца с помощью Фурье преобразования.

В результате разработана и реализована схема терагерцового спектрографа. Следует отметить, что в схеме, за исключением электроники, использовались детали производства России или Беларуси. Установка потребляет всего около 200 Вт. Получены спектры веществ, у которых есть характерные особенности в ТГц диапазоне спектра, на рис. 2 представлены спектры нашего генератора, снятые на установке в МГУ и на нашей установке, разница в ширине спектров может быть объяснен разницей в длительности импульсов фемтосекундного излучения, совпадение же провалов, соответствующих линиям воды говорит о достоверности полученных данных.

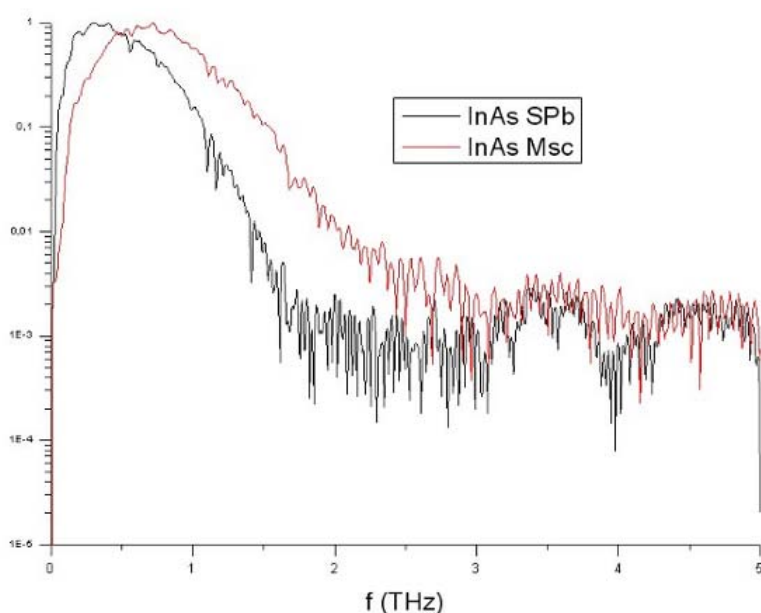


Рис. 2. Спектр генерации ТГц излучения на кристалле InAs, полученный на установке МГУ и на установке СПбГУ ИТМО.

Для управления установкой и обработки данных разработан виртуальный прибор в среде LabView. Рабочий диапазон спектрографа — 0,15-1,6 ТГц, отношение сигнал/шум по мощности сигнала около 10^5 , время сканирования — порядка 10-15 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Y. Han, X-C Zhang // Meas. Sci. Technol. 2001. No. 12. P. 1747.
2. A.A. Gorodetsky, V.G. Bepalov // SPIE Proceedings. 2008. V. 6893.
3. V.G. Bepalov, A.A. Gorodetsky // J. of Opt. Techn. 2007. V. 74. Is. 11. P. 745.
4. V.G. Bepalov, A.A. Gorodetsky, Yu.N. Denisiuk // J. of Opt. Techn. 2008. V. 75. Is.10. P. 34
5. V.G. Bepalov, A.A. Gorodetsky // J. of Hologr. and Speckle. 2008. V. 5. P. 1.

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАНГАНИТОВ
СОСТАВА $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$

Е.С. Жукова^{1,2}, Б.П. Горшунов^{1,2}, А.С. Прохоров¹, М. Dressel²,
D. Wu², T. Zhang², X.G. Li³

¹ Учреждение Российской академии наук

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва

² I. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

³ Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China

Богатая фазовая диаграмма манганитов [1] продолжает привлекать внимание исследователей к этой группе материалов, представляющих собой своеобразный «полигон» для изучения конкуренции различных параметров порядка, обуславливающей, как считается, возникновение колоссального магнетосопротивления. Один из центральных вопросов физики манганитов состоит в выяснении механизма магнитного и зарядового упорядочений. В течение последних нескольких лет в литературе активно обсуждаются идеи о природе упорядочения, основанной на возникновении волн зарядовой плотности (ВЗП). Нестинг поверхности Ферми, наблюдаемый в экспериментах по фотоэмиссии «передопированных» (например, $x(\text{Ca}) > 0.5$) антиферромагнитных (АФМ) составов [2], может провоцировать возникновение ВЗП с соответствующими типичными признаками ВЗП-состояния - нелинейностями статического сопротивления и «широкополосным шумом» [3]. В то же время, как отмечается в работе [4], нелинейности сопротивления могут возникать и из-за омического нагрева образцов, и поэтому такого типа измерения следует проводить в импульсных режимах. Цель нашей работы состояла, во-первых, в проверке гипотезы о возникновении ВЗП-фазы путём измерения диэлектрических спектров манганитов в терагерцовой-субтерагерцовой (ТГц-субТГц) области, где может находиться [3] характерная фазонная мода, отвечающая пиннигу ВЗП. Вторая цель работы состояла в исследовании влияния наноразмерных эффектов на электронные характеристики манганитов. В работе [5] показано, что магнитные свойства соединения $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ существенно зависят от размеров наноразмерных частиц, составляющих материал, и что при уменьшении размеров гранул от 2000 нм до 40 нм нескомпенсированные спины на поверхности гранул подавляют АФМ упорядочение внутри гранул, в результате чего при низких температурах возникает состояние стекла с ФМ кластерами. Таким образом, поскольку магнитное и зарядовое упорядочения находятся в неразрывной связи, изучение наноразмерных эффектов позволит получить новую информацию о природе низкотемпературной фазы манганитов.

Мы исследовали соединение $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$. Приготовление образцов подробно описано в работе [5]. Конечный этап приготовления состоял в отжиге специальным способом приготовленного порошка при различных температурах от 600 до 1280°C, причём именно температурой отжига определялся размер гранул. В наших экспериментах эти размеры составляли 40, 85, 100, 150, 800 и 1700 нм. Для оптических экспериментов полученный порошок прессовался в таблетки, которые измерялись на двух спектрометрах – ТГц-субТГц ЛОВ-спектрометре (ЛОВ – лампа обратной волны, генератор ТГц-субТГц излучения) и инфракрасном Фурье-спектрометре Брукер. Измерения проводились в температурном интервале от 5 К до 300 К.

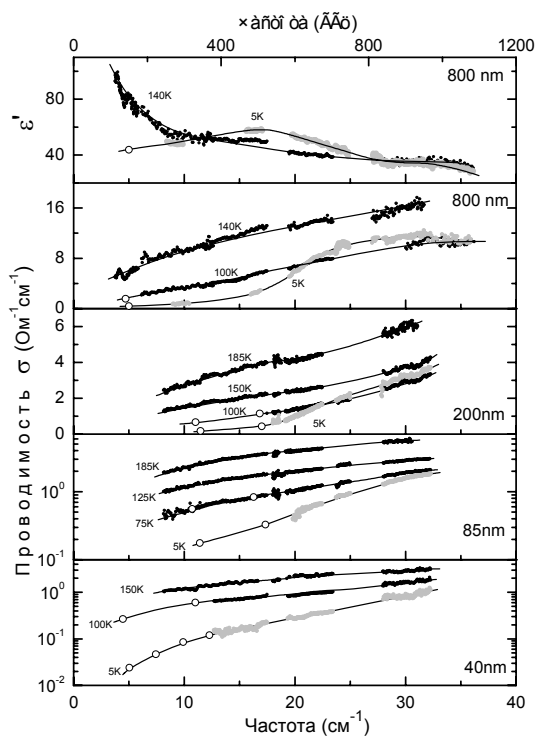


Рис. 1. Температурные зависимости терагерцовых спектров проводимости и диэлектрической проницаемости прессованных образцов $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$, состоящих из гранул различного размера.

На Рис.1 показаны типичные результаты в виде ТГц-субТГц спектров диэлектрической проницаемости и динамической проводимости таблеток $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$, измеренные при различных температурах. При высоких температурах (140 К и выше) диэлектрическая проницаемость (показана только для образца с гранулами размера 800 нм) уменьшается, а проводимость возрастает с ростом частоты. Такое поведение естественно связать с релаксационного типа диэлектрическим откликом носителей тока, локализованных внутри наноразмерных гранул. В пользу такого предположения говорит и то, что при фиксированной температуре диэлектрическая проницаемость возрастает с увеличением размера гранул, и, следовательно, дипольного момента, создаваемого локализованными

носителями. При самых низких, гелиевых температурах спектры образцов с различного размера гранулами качественно различаются. В диэлектрических спектрах образцов с наибольшим размером гранул (800 и 1700 нм) при 5 К на частоте около 27 см^{-1} видна линия поглощения, в виде максимума в спектре проводимости и соответствующей дисперсии резонансного типа в спектре диэлектрической проницаемости. При уменьшении размеров гранул признаки линии становятся всё менее выраженными и в случае образца с гранулами 40 нм пропадают совсем.

Мы предполагаем, что обнаруженная мода может быть связана с откликом пиннингованной ВЗП, т.е. представлять пиннингованный ВЗП-фазон. Такое предположение вписывается в сценарий, когда движущей силой зарядового упорядочения является ВЗП-неустойчивость. Кроме того, наши результаты указывают на тесную связь между зарядовым и магнитным упорядочениями. В массивном образце (800, 1700 нм) ВЗП-неустойчивость вызывает появление зарядово-упорядоченного состояния, при этом в спектрах видна мода ВЗП. С уменьшением размеров гранул АФМ порядок в гранулах подавляется нескомпенсированными поверхностными спинами [5], и одновременно с этим из диэлектрических спектров исчезают признаки ВЗП-моды.

Таким образом, первые измерения терагерцовых спектров проводимости и диэлектрической проницаемости наноструктурированных манганитов состава $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ позволили обнаружить при гелиевых температурах линию поглощения в районе частоты 1 ТГц, которая подавляется при уменьшении размеров гранул от 1700 нм до 40 нм. В настоящем сообщении рассматриваются возможные микроскопические механизмы происхождения обнаруженной линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Mori, C.H. Chen, S.-W. Cheong // Nature. 1998. V. 392. P. 473.
2. Y.-D. Chuang, A.D. Gromko, D.S. Dessau, T. Kimura, Y. Tokura // Science. 2001. V. 292. P. 1509.
3. S. Cox, J. Singleton, R.D. McDonald, A. Migliori, P.B. Littlewood // Nature Materials. 2008. V. 7. P. 25.
4. B. Fisher, J. Genossar, L. Patlagan, G.M. Reisner // J. Magne. Magn. Mat. 2008. In Press.
5. T. Zhang, T.F. Zhou, T. Qian, X.G. Li // Phys. Rev. B 2007. V. 76. P. 174415.

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ДВУМЯ РАЗНОЧАСТОТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С.А. Штумпф, А.А. Андреев, В.Г. Беспалов, А.А. Городецкий, С.А. Козлов, В.Н. Крылов, Г.В. Лукомский, Е.В. Новоселов, Н.В. Петров, С.Э. Путилин
*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики,
197101, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: victorbespaloff@gmail.com; stumpf@rain.ifmo.ru*

Фемтосекундная оптика активно развивается уже третье десятилетие [1]. Достижение в фемтосекундном временном диапазоне более высоких интенсивностей лазерных импульсов позволяет наблюдать известные нелинейные оптические явления значительно ярче выраженными [2]. Так фазовая самофокусировка лазерных импульсов в оптических средах при высоких интенсивностях излучения преобразуется в генерацию спектрального суперконтинуума [3], наблюдаемую при распространении таких импульсов практически во всех оптических средах [4].

В последнее время генерация спектрального суперконтинуума исследуется при взаимодействии двух и более фемтосекундных импульсов. Так, в работе [5] было обнаружено, что при взаимодействии фемтосекундных импульсов на основной и удвоенной частотах излучения титан-сапфирового лазера в воздухе в условиях возбуждения в нем плазмы эффективно генерируется широкополосное ТГц излучение в диапазоне волн 50 мкм – 1 мм. Важно, что такой источник позволял получить наивысшую на тот момент напряженность электромагнитного поля ТГц волны (~100 кВ/см на частоте 2 ТГц).

В настоящей работе эффективность генерации широкополосного электромагнитного излучения в ТГц диапазоне при взаимодействии двух попутных разночастотных фемтосекундных импульсов в оптической среде с плазменной нелинейностью исследовалась и экспериментально, и теоретически. Экспериментально установлена квазипериодическая зависимость интенсивности ТГц-излучения от времени задержки между взаимодействующими в ионизированном воздухе импульсами. Теоретически показано, что эффективная генерация ТГц излучения обусловлена инерционной частью нелинейного отклика среды, которая определяется динамикой заселения высоковозбужденных состояний и последующего перехода электронов в свободное состояние.

Эксперименты по генерации ТГц излучения в данной работе проводились с использованием фемтосекундной лазерной системы с активной средой на основе кристаллов сапфира с титаном (Ti:Sa) по схеме задающий генератор – стретчер – 8-ми проходовой усилитель –

компрессор. Выходные параметры системы: длительность импульсов 30...40 фс, энергия в одиночном лазерном импульсе ≥ 1 мДж, диаметр выходного пучка 5 мм, частота следования импульсов 50 Гц. Для получения импульса второй гармоники излучения использовался кристалл бета-бората бария (β -ВВО) толщиной 200 мкм.

В экспериментах оптический пробой в воздухе наблюдался при минимальной суммарной энергии одиночных импульсов первой и второй гармоники ~ 100 мкДж (средняя мощность 5 мВт). Одновременно с пробоем появлялось излучение ТГц волн и спектрального суперконтинуума в видимом диапазоне. С увеличением суммарной энергии импульсов наблюдалось возрастание интенсивности ТГц излучения: при максимальной суммарной энергии импульсов первой и второй гармоники ~ 1 мДж получена средняя мощность ТГц излучения до 20 нВт. При перемещении x кристалла ВВО вдоль оси пучка наблюдалось периодическое изменение средней мощности P ТГц излучения с контрастом свыше 50% (рис. 1). Период изменения приблизительно равнялся половине периода колебания на длине волны $\lambda = 400$ нм.

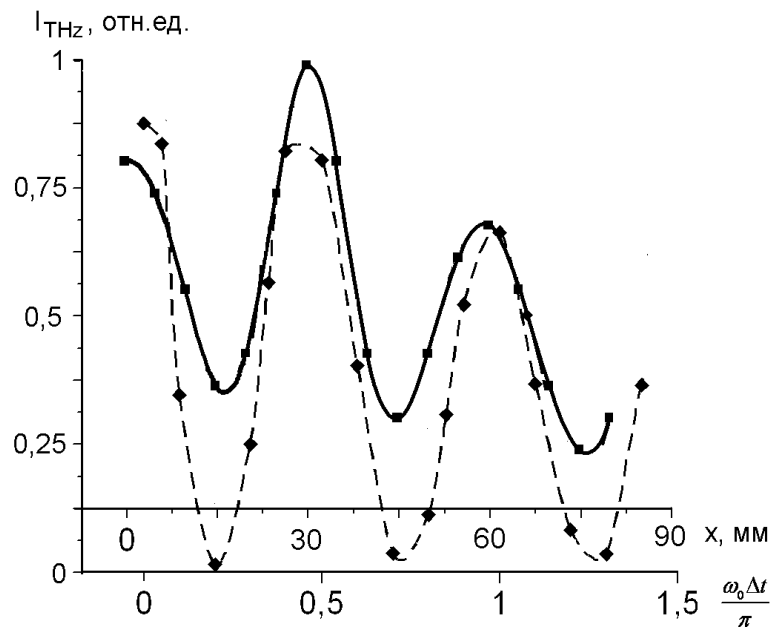


Рис. 1. Экспериментальная зависимость средней мощности ТГц излучения в диапазоне 50 нм – 1 мм от сдвига x кристалла ВВО вдоль оси пучка накачки (сплошная линия) и та же зависимость, рассчитанная путем моделирования, от нормированной временной задержки между импульсами (пунктирная линия).

Для теоретического исследования генерации широкополосного излучения с использованием оптического пробоя диэлектрической среды в поле фемтосекундных импульсов мы применили уравнение динамики сильного светового поля в среде с плазменной нелинейностью, выведенное

в [6]. Для численного моделирования она была нормирована и представлена в виде волнового уравнения [7], параметры которого заданы для воздуха. Граничные условия задавались в виде суперпозиции полей двух гауссовых импульсов одинаковой длительности, но разной частоты и амплитуды. Показано, что при низких интенсивностях излучения нелинейность оптической среды определяется безынерционным кубичным по полю откликом. При большей входной интенсивности проявляется нелинейность плазменной природы и эффективно генерируется длинноволновое излучение (вплоть до ТГц). Установлено, что его генерация при высоких интенсивностях обусловлена не самовоздействием импульсов первой или второй гармоник, а их взаимодействием в нелинейной среде при обязательной генерации плазмы.

На рис. 1 сопоставляются полученные в настоящей работе экспериментальные данные измерения интегральной интенсивности излучения, генерируемого в ТГц диапазоне (от 50 мкм до 1 мм) в зависимости от временной задержки между входными разночастотными импульсами с результатами численного моделирования той же зависимости. Из рисунка видно, что исследуемая зависимость имеет квазигармонический характер. Ее период соответствует половине периода волны второй гармоники.

Работа поддержана грантами РФФИ N 06-02-17303-а, 06-02-08317-офи, 07-02-13562-офи_ц, 08-02-00902-а и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1.4923.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Г. Крюков "Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики" М.: Физматлит, 2008. 208 С.
2. С.А. Козлов, В.В. Самарцев "Оптика фемтосекундных лазеров" СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218 С.
3. R.R. Alfano "The supercontinuum laser source" NY, Springer-Verlag, 1989.
4. Brodeur A., Chin S.L. // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. N 4. P. 637.
5. К. -Y. Kim, B. Yellampalle, J.H. Glowina, A. Taylor, and G. Rodriguez // Optical Terahertz Science and Technology, OSA Technical Digest, 2007, TuD7.
6. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Изв. РАН, серия физическая. 2006. Т. 70. № 1. С. 124.
7. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Изв. РАН. 2007, серия физическая, Т.71, №2. С.158.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С НАКЛОННЫМИ ФРОНТАМИ

А.Н. Бугай¹, С.В. Сазонов²

¹ Объединенный институт ядерных исследований

² Российский научный центр «Курчатовский институт»

Терагерцовое излучение лежит в частотном интервале между радиоволнами сверхвысоких частот и длинноволновой границей инфракрасного диапазона. Важность данного диапазона обусловлена тем, что целый ряд физических и химических явлений связан с соответствующими квантами энергии. Разработки, основанные на использовании терагерцового излучения, привлекательны для различных областей науки и техники, включая системы безопасности, материаловедение, астрономию, химию, биологию, и медицину.

Метод генерации широкополосного терагерцового излучения в квадратично-нелинейных средах, основанный на явлении оптического выпрямления, является одним из наиболее эффективных. При подаче в квадратично нелинейную среду фемтосекундного лазерного импульса в результате поляризационного отклика среды генерируется сигнал на разности крайних частот спектра лазерного импульса. Указанный процесс является эффективным при условии равенства групповой скорости v_g фемтосекундного оптического импульса фазовой скорости v_{ph} в терагерцовой области частот.

Для удовлетворения данного условия в широком классе материалов используют лазерные импульсы с поперечной групповой задержкой. Регулируя угол наклона θ фронта интенсивности по отношению к плоскости волнового фронта, можно добиться реализации условия синхронизма, которое принимает вид $v_g \cos \theta = v_{ph}$.

Несмотря на высокую эффективность метода оптического выпрямления в соответствующей теории имеется немало недостатков. Довольно часто [1] для терагерцовых сигналов, являющихся предельно короткими импульсами, используют приближение медленно меняющихся огибающих, не применимое для таких объектов. Кроме того, большинство моделей не выходит за рамки одномерного приближения. Подход, основанный на прямом использовании уравнений Максвелла, предложенный в работе [2], свободен от перечисленных недостатков, однако, применение приближения заданного поля лазерного импульса не позволило учесть ряд важных эффектов, связанных с его изменением в

среде. Среди последних необходимо отметить красный сдвиг спектра лазерного импульса, наблюдаемый экспериментально [3].

В настоящей работе предложена теоретическая модель генерации терагерцового излучения с использованием лазерных импульсов с наклонными фронтами, свободная от вышеперечисленных недостатков.

Пусть в одноосный нелинейный кристалл, примером которого может служить ниобат лития, перпендикулярно оптической оси подается фемтосекундный лазерный импульс, линейно поляризованный в плоскости необыкновенной волны. В связи с имеющейся поперечной групповой задержкой, необходимо учесть как минимум два пространственных измерения.

Процесс генерации терагерцового излучения можно описать следующей системой нелинейных уравнений

$$i \left(\cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial z} - \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \beta E_T \psi + \gamma |\psi|^2 \psi - \frac{k_{2\theta}}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \frac{c}{2n_0 \omega} \left[(1 + \operatorname{tg}^2 \theta) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{2 \operatorname{tg} \theta}{v_g \cos \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial \tau} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} + \delta \frac{\partial E_T}{\partial \tau} + g \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{+\infty} G(t') E_T(\tau - t') dt' + \beta_T \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) = \frac{v_g \cos \theta}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\tau} E_T d\tau', \quad (2)$$

где $\tau = t - z/v_g \cos \theta$, ψ – огибающая лазерного импульса с несущей частотой ω , групповой скоростью v_g , и коэффициентом групповой дисперсии $k_{2\theta}$, E_T – электрическое поле терагерцового сигнала. Коэффициенты β , β_T и γ учитывают эффекты квадратичной и кубической нелинейностей, δ – линейную отстройку скоростей, а интегральное слагаемое в уравнении (2) – дисперсию в терагерцовом диапазоне.

В ниобате лития необходимый угол наклона фронта для достижения синхронизма составляет $\theta \sim 64^\circ$.

Лазерный импульс накачки содержит достаточно много колебаний, поэтому для него применено приближение медленно меняющихся огибающих. Отметим, что наклон фронта приводит к появлению эффективной групповой дисперсии даже в недиспергирующей среде.

Генерируемый терагерцовый сигнал содержит всего около одного колебания поля, поэтому здесь применять приближение медленно меняющихся огибающих нельзя. Вместо этого для редукации волнового

уравнения к первой производной по z использовано приближение квазиоднонаправленного распространения

В случае, когда спектр терагерцового сигнала не захватывает линию ионного поглощения, уравнение (2) можно редуцировать к следующему виду

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} + \delta \frac{\partial E_T}{\partial \tau} - \eta \frac{\partial^2 E_T}{\partial \tau^2} - \sigma \frac{\partial^3 E_T}{\partial \tau^3} + \beta_T \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) = \frac{v_g \cos \theta}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\tau} E_T d\tau'. \quad (3)$$

Результаты численного моделирования полученной системы уравнений демонстрируют сильное искажение профиля лазерного импульса накачки, связанное как с его самовоздействием под влиянием эффектов нелинейности, дисперсии и дифракции, так и с обратным действием генерируемого сигнала. В частности, наблюдается сдвиг спектра оптического импульса в красную область, величина которого пропорциональна входной интенсивности.

При достаточно больших интенсивностях возможна самофокусировка входного лазерного импульса, которая приводит к его филаментации, что вызывает изменения и формы терагерцового сигнала.

Выявлен также новый феномен образования локализованных образований в виде связанных оптического импульса и терагерцового сигнала в половину периода колебания. Данные уединенные волны, очевидно, могут служить обобщением длинно-коротковолновых солитонов, предсказанных в [4,5] наряду с красным сдвигом спектра. Необходимо отметить, что в таких квазисолитонах имеется наклон волнового фронта относительно фронта интенсивности. Распространение же их происходит в направлении распространения оптического импульса, а не терагерцового сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Hattori and K. Takeuchi // Optics Express. 2007. V. 15. P. 8076.
2. M.I. Vakunov, S.B. Vodrov, M.V. Tsarev // J. Appl. Phys. 2008. V.104. P.073105.
3. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 279.
4. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Квант. электрон. 2005. Т.35. С.1019.
5. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т.87. С.470.

СПИН-ИНЖЕКЦИОННЫЙ ИСТОЧНИК ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Г. Чигарев

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

Ранее [1] рассматривалась возможность создания источников электромагнитных колебания на принципах спинтроники, в том числе и источников терагерцового излучения. В данной работе, на основе имеющихся данных [2,3,4], рассматривается методика оценки создания спин-инжекционного источника терагерцового излучения (в линейном приближении).

Внешне действие такого источника напоминает работу инжекционного полупроводникового лазера. Но здесь в рабочей зоне осуществляется инжекция не зарядов электронов, а их спиновых магнитных моментов или просто спинов. При этом используются следующие механизмы спинтроники:

- образование в проводящей среде спиновых энергетических подзон;
- поляризация электронного потока по спиновой ориентации;
- инжекция спинов в рабочей области;
- создание устойчивого от магнитных флуктуаций состояния рабочей области.

Конструктивно рабочая структура источника состоит из нескольких слоев: один - инжектор спинов – обязательно магнитный материал, второй – рабочий слой – может быть как магнитным так и не магнитным материалом, третий – коллектор отработанных электронов может быть проводником или полупроводником. Для устранения обменного взаимодействия между магнитными слоями располагается немагнитный тонкий слой (спейсер) из проводника или диэлектрика, так что бы в первом случае обеспечивался баллистический пролет электронов, во втором их туннелирование.

При подключении к рабочей структуре источника питания электронный поток должен пронизывать слои структуры перпендикулярно их плоскостям. В этом случае под действием намагниченности инжектора (первый магнитный слой) спины свободных электронов упорядочиваются, так что часть из них становится параллельно вектору намагниченности среды, а часть антипараллельно. Степень спиновой поляризации потока электронов определяется соотношением

$$P(x) = \frac{n_+(x) - n_-(x)}{n_+(x) + n_-(x)} \quad (1)$$

где $n_+(x)$ и $n_-(x)$ концентрация носителей спинов соответственно вдоль вектора намагниченности и против него. Величина $P(x)$ определяется материалом инжектора и может достигать величины ~ 1 . Спинполяризованный поток, попадая в рабочий слой, имеющий, в общем, иную направленность вектора намагниченности и равновесную степень поляризации P_2 , создает в нем на некотором расстоянии от границы раздела

(меньшем длины спиновой релаксации) спиновое неравновесное состояние, определяемое соотношением

$$\Delta P(x) = \frac{j}{j_{D2}} \frac{Q_1 v_{12} \cos \chi}{v_{12} v_{23} + \lambda v_{12} + \cos^2 \chi} \quad (2)$$

где j - плотность тока, $j_{D2} = nel / \tau$; l и τ - длина и время спиновой релаксации, n - число свободных электронов в рабочем слое, e - заряд электрона, Q_1 - степень спиновой поляризации проводимости инжектора, $\lambda = L/l$, L - толщина слоя, v_{ik} - отношение спиновых сопротивлений границы раздела слоев, i, k - номера слоев 1, 2, 3, χ - угол между векторами намагниченности слоев. При этом

$$\Delta P(x) = P(x) - P_2 \quad (3)$$

Принимая во внимание то, что $P(x)$ - неравновесная степень поляризации свободных электронов в рабочем слое, условие возникновения инверсной населенности в нем можно считать условием $n_+(x) \leq n_-(x)$. Тогда из (2) можно определить минимальное значение плотности тока. Для этого положим $\lambda = 0,1$, $v_{12} \gg 1$, $v_{12} v_{23} \ll 1$, что достигается соответствующим подбором материала слоев, $\chi = 180^\circ$ - что следует из необходимости обеспечить устойчивость от магнитных флуктуаций [2], $\Delta P(x)$ из (3) принимает значение P_2 . Тогда пороговое (пусковое) значение плотности тока равно

$$j_n = \bar{P}_2 \frac{j_{D2} \lambda}{Q_1 v_{12}} \quad (4)$$

Как отмечалось выше, рабочий слой может быть как из магнитного, так и немагнитного материалов. Равновесная спиновая поляризация в магнитных материалах связана с собственной намагниченностью кристаллической решетки, а в немагнитных материалах она достигается за счет действия внешнего магнитного поля. В первом случае энергия расщепления связана с равновесной степенью поляризации соотношением [2]

$$\Delta = \varepsilon_F \frac{1 - \left(\frac{1 - \bar{P}}{1 + \bar{P}}\right)^{\frac{2}{3}}}{1 + \left(\frac{1 - \bar{P}}{1 + \bar{P}}\right)^{\frac{2}{3}}} \quad (5)$$

где ε_F - энергия Ферми. Во втором случае энергия расщепления определяется соотношением [3]

$$\Delta = \mu_B g B \quad (6)$$

где μ_B - магнетон Бора, g - фактор расщепления Ланде, B - индукция внешнего магнитного поля. В обоих случаях необходимо, чтобы тепловое движение электронов не «размывало» границ подзон, что можно оценить из соотношения [2]

$$\Delta > kT \quad (7)$$

Зная разность энергий спиновых энергетических подзон Δ можно определить частоту излучения

$$\nu = \Delta / h \quad (8)$$

где h – постоянная планка.

В качестве экспериментальной проверки вышеизложенного рассмотрим работу спин-инжекционного лазера [3], образованного за счет контакта ферромагнитного полупроводника p-HgCr₂Se₄ и полупроводника n-InSb. Площадь контакта 1,8x2,9 мм², ток в структуре 4А. Фактор расщепления для n-InSb $g=52$, концентрация свободных носителей $n=10^{14}$ см⁻³ при температуре $T=77$ °К. В эксперименте при индукции внешнего магнитного поля $B=0,05$ Т наблюдалось излучение на частоте 34,4 ГГц. Из (6) убедимся, что мы имеем лазерное излучение. Для указанных величин энергия расщепления $\Delta=2,5 \times 10^{-23}$ Дж, что согласно (6) соответствует частоте $\nu \sim 40$ ГГц, то есть соответствует частоте эксперимента. По значению Δ из (5) определим степень равновесной поляризации $P_2 \sim 10^{-4}$. Для выбранного полупроводника рабочей зоны $j_D=10^4$ А/см². Тогда пороговый ток для достижения инверсной населенности спиновых энергетических подзон из (3) $J_{\text{п}} = 10$ А/см². В эксперименте плотность тока в переходе была до $j=80$ А/см², то есть вполне достаточная для достижения инверсной заселенности.

Кажущаяся простота конструкции терагерцового лазера, однако, требует применения низких температур ~ 100 °К, а так же магнитного поля с напряженностью более Т, что создает трудности для широкого его применения.

Отмеченные сложности отчасти можно преодолеть, используя в качестве рабочей зоны магнитный материал. В этом случае расщепление на спиновые энергетические подзоны осуществляется собственной намагниченностью кристаллической решетки ферромагнетика. Оценки работы такого источника показывают, для получения излучения 3 ТГц рабочий слой должен иметь равновесную степень поляризации $\sim 6 \times 10^{-3}$, при этом стартовое значение пускового тока 6×10^6 А/см². Тем не менее и в этом случае потребность в обеспечении низких рабочих температур сохраняется.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г. Чигарев // Труды XI Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». 2008. МГУ им. М.В. Ломоносова. Ч. 3. С. 50
2. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И.Крикунов, А.И. Панас, Э.М.Эпштейн // Письма в ЖЭТФ. Т. 85, вып. 3. С. 192.
3. Н.А. Виглин, В.В. Устинов, В.В. Осипов // Письма в ЖЭТФ. Т. 86, вып. 3. С. 221.
4. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson // Europhys. Lett. 2004. V. 67(6). P. 946.

О ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА С ДВУМЕРНОЙ РЕШЁТКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОДИМЕРОВ

Р.Е. Носков¹, А.А. Жаров¹, М.В. Царёв²

¹Институт Физики Микроструктур РАН

²Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского

В последние годы взаимодействие света с металлическими наночастицами, кластерами наночастиц и наноструктурированными метаматериалами являлось предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований [1,2]. Во многом такой интерес вызван плазмонными эффектами, которые сулят множество многообещающих приложений в нанооптике, нанофотонике, ближнепольной оптике, оптической литографии и т.д. При этом сами наночастицы рассматриваются в качестве «кирпичей» для создания новых типов наноструктурированных плазмонных метаматериалов, демонстрирующих оптические свойства недостижимые у природных сред. Одно из важных направлений в этой области связано с нелинейными метаматериалами. Резонансное возбуждение поверхностных плазмонов в частицах приводит к усилению локального поля, что делает возможным наблюдение различных нелинейных эффектов [3]. В частности кубическая нелинейность керровского типа (которая присуща металлическим наночастицам и возникает благодаря межзонным и внутризонным электронным переходам [4]) может проявляться как эффект самовоздействия поля, что в резонансной системе обычно приводит к бистабильному поведению. Нелинейное взаимодействие близко расположенных наночастиц может приводить к новым нелинейным плазмонным эффектам [5].

В работе исследована возможность параметрической генерации терагерцового излучения в плоской решетке нелинейных металлических нанодимеров, облучаемой волной оптического диапазона.

Рассмотрим, в начале, уединённый нанодимер, который представляет собой пару близкорасположенных идентичных металлических наночастиц сферической формы. В дальнейшем мы воспользуемся квазистатическим приближением, а частицы будем рассматривать как точечные диполи. В этих приближениях нанодимер обладает четырьмя собственными плазменными модами: двумя дипольными (продольной и поперечной) и двумя квадрупольными (линейной и поперечной). Структура этих мод показана на Рис.1(a-d).

В линейном случае собственные моды димера являются ортогональными, т.е. возбуждение той или иной моды не может приводить к возбуждению других мод. Однако ситуация меняется кардинально если

принять во внимание собственную нелинейность металлических наночастиц [4]. В этом случае собственные моды димера становятся нелинейно связанными. Кроме того, как показывает анализ нелинейных уравнений описывающих временную динамику полного электрического и магнитного дипольных моментов димера в терминах медленных амплитуд, в данной системе имеет место спонтанное разрушение симметрии связанное с неустойчивостью собственных (симметричных) мод. Другими словами возбуждение только одной моды может вести к спонтанному возбуждению и других мод. Возможны разные сценарии развития неустойчивости. В частности, при определённых условиях, развитие неустойчивости приводит к незатухающим периодическим осцилляциям как электрического, так и магнитного дипольных моментов с модуляционной частотой лежащей в терагерцовом диапазоне.

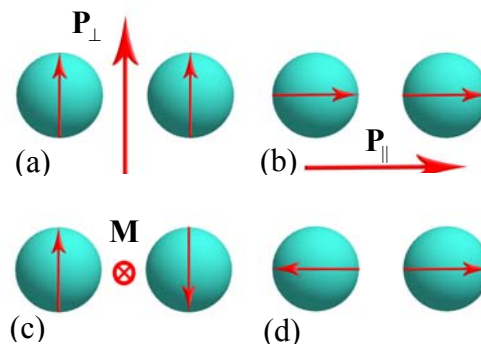


Рис. 1. Схематичное изображение собственных плазменных мод в паре металлических наночастиц: (a) поперечная дипольная мода; (b) продольная дипольная мода; (c) поперечная квадрупольная мода; (d) линейная квадрупольная мода.

Существование автомодуляционного режима рассеяния света делает металлический нанодимер привлекательным для создания на его основе терагерцового генератора. Простейшей структурой, в которой этот механизм может быть использован для получения терагерцового излучения, является двумерная решётка нанодимеров. Рассмотрим случай нормального падения плоской электромагнитной волны на двумерную решётку нанодимеров (Рис.2(a)). В силу малого по сравнению с длиной волны диаметра частиц соответствующую задачу можно свести к задаче о взаимодействии электромагнитного излучения с эффективными нелинейными поверхностными токами поляризации. Подбирая соответствующим образом частоту и интенсивность внешнего поля можно добиться автомодуляционного режима отражения и прохождения волны. На Рис.2(b) приведены зависимости модуляционной частоты от интенсивности внешнего поля при фиксированной энергии фотонов. Как видно из этих графиков, модуляционной частотой можно управлять в довольно широком диапазоне. Кроме того, оценки показывают, что в

данной системе спектральная мощность терагерцовой гармоники может достигать до 30% от мощности основной.

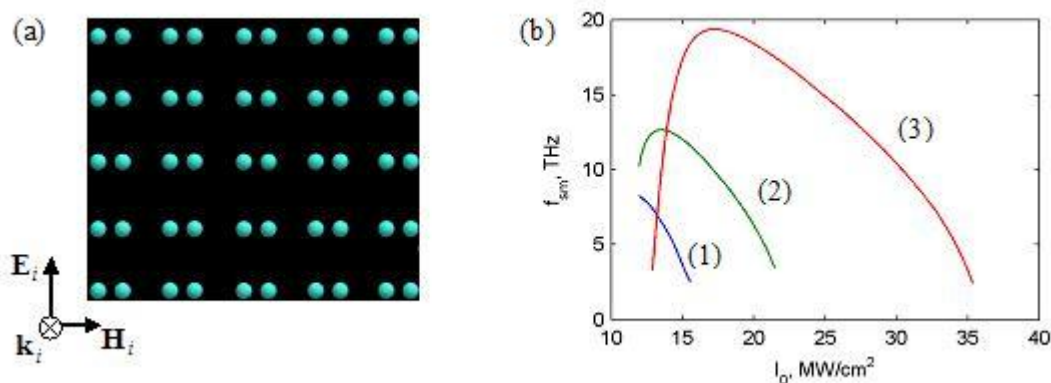


Рис.

2. (a) Изображение падения плоской электромагнитной волны на двумерную решётку нанодимеров. (b) Зависимость модуляционной частоты от интенсивности внешнего поля при отражении от решётки серебряных нанодимеров для фиксированной энергии фотонов: (1) $\hbar\omega_1 = 3.087\text{эВ}$; (2) $\hbar\omega_2 = 3.077\text{эВ}$; (3) $\hbar\omega_3 = 3.068\text{эВ}$.

Таким образом, в работе изучена возможность параметрической генерации терагерцового излучения в плоской решетке нелинейных металлических нанодимеров, облучаемой волной оптического диапазона. Эмиссия терагерцового излучения возникает в результате развития модуляционной неустойчивости поляризации решетки, микро механизмом которой является спонтанная потеря симметрии отдельными димерами. Модуляционная частота лежит в терагерцовом диапазоне и допускает перестройку в широком диапазоне от единиц до нескольких десятков терагерц. Предсказано, что в такой системе возможна высокая эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое.

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Kreibig and M. Vollmer "Optical properties of metal clusters" Springer, New York, 1995.
2. V.M. Shalaev (Ed.) "Optical properties of nanostructured random media" Springer, Berlin 2002.
3. M.W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, and S. Linden // Science 2006. V. 313. P. 502.
4. V.P. Drachev, A.K. Buin, H. Nakotte, and V.M. Shalaev // Nano Lett. 2004. V. 4. P. 1535.
5. M. Danckwerts and L. Novotny // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 026104.