

УДК 537.86.029.65/.79, 544.25, 621.383
DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

Применение концепции ультратонких резонансных поглотителей для управления миллиметровым излучением с помощью жидких кристаллов

С. А. Кузнецов^{1,2}, Н. А. Николаев^{3,4}, С. И. Трашкев^{1,4}
П. А. Лазорский^{1,4}, А. В. Аржанников^{1,5}

¹ Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

² Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН «КТИПМ»
Новосибирск, Россия

³ Институт автоматики и электрометрии СО РАН
Новосибирск, Россия

⁴ Институт лазерной физики СО РАН
Новосибирск, Россия

⁵ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Аннотация

Приведено рассмотрение в терминах теории эквивалентных цепей ультратонких резонансных поглотителей электромагнитного излучения на основе высокоимпедансных метаповерхностей. Совмещение таких структур с тонким слоем перестраиваемого диэлектрика демонстрирует возможность эффективного управления амплитудными и фазовыми характеристиками пучков излучения при соблюдении условия малости толщины управляющего диэлектрического слоя в сравнении с рабочей длиной волны λ . В качестве такого диэлектрика выбран слой нематического жидкого кристалла 5СВ толщиной 80 мкм, на его основе изготовлен и экспериментально исследован прототип поглощающей ЖК-метаструктуры отражательного типа, оптимизированной к работе в окрестности частоты 140 ГГц ($\lambda = 2,14$ мм). Тестирование полученной структуры продемонстрировало хорошее согласование между расчетными и экспериментальными спектрами отражения. Полученные результаты могут быть полезны для моделирования и разработки квазиоптических и интегральных активных устройств терагерцовой фотоники.

Ключевые слова

радиофотоника, миллиметровые волны, терагерцовое излучение, жидкие кристаллы, метаповерхность, высокоимпедансная поверхность, поглотитель излучения

Источник финансирования

Исследования выполнены в рамках государственной программы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Авторы благодарят Центры коллективного пользования Новосибирского государственного университета (ЦКП «ВТАН») и Института автоматики и электрометрии СО РАН (ЦКП «Спектроскопия и оптика») за предоставленное оборудование.

Для цитирования

Кузнецов С. А., Николаев Н. А., Трашкев С. И., Лазорский П. А., Аржанников А. В. Применение концепции ультратонких резонансных поглотителей для управления миллиметровым излучением с помощью жидких кристаллов // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 2. С. 86–102. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

© С. А. Кузнецов, Н. А. Николаев, С. И. Трашкев,
П. А. Лазорский, А. В. Аржанников, 2019

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 2
Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 2

Application of the Concept of Ultra-Thin Resonant Absorbers for Controlling Millimeter-Wave Radiation by Means of Liquid Crystals

S. A. Kuznetsov^{1,2}, N. A. Nikolaev^{3,4}, S. I. Trashkeev^{1,4}
P. A. Lazorskiy^{1,4}, A. V. Arzhannikov^{1,5}

¹ Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk Branch "TDIAM"
Novosibirsk, Russian Federation

³ Institute of Automation and Electrometry SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

⁴ Institute of Laser Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

⁵ Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

A consideration of ultra-thin resonant absorbers of electromagnetic radiation utilizing high-impedance metasurfaces is carried out in terms of an equivalent circuit theory. By incorporating a thin layer of tunable dielectric into such structures it is feasible to manipulate the radiation amplitude and phase under the condition of a small thickness of the dielectric layer in comparison with the radiation wavelength. As such a dielectric, the nematic liquid crystal 5CB with a thickness of 80 μm was chosen, and a 5CB-based prototype of an absorbing metastructure of the reflective type optimized for operation in the vicinity of a frequency of 140 GHz was fabricated and experimentally studied. Testing the structure revealed good agreement between the calculated and experimental reflection spectra. The results of this work can be useful for modeling and developing quasi-optical and integrated active devices of terahertz photonics.

Keywords

radiophotonics, millimeter waves, terahertz radiation, liquid crystals, metasurface, high-impedance surface, electromagnetic absorber

Funding

The study was carried out in the framework of the State Assignment Program of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

The authors gratefully acknowledge the Shared Equipment Centers of the Novosibirsk State University ("VTAN") and the Institute of Automation and Electrometry SB RAS ("Spectroscopy and Optics") for the provided instrumental support.

For citation

Kuznetsov S. A., Nikolaev N. A., Trashkeev S. I., Lazorskiy P. A., Arzhannikov A. V. Application of the Concept of Ultra-Thin Resonant Absorbers for Controlling Millimeter-Wave Radiation by Means of Liquid Crystals. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 2, p. 86–102. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-2-86-102

Введение

В последнее десятилетие интерес большого числа зарубежных исследователей направлен на развитие методов управления электромагнитным излучением в области субтерагерцовых частот спектра (0,1–1 ТГц). Данная спектральная область, отвечающая диапазону миллиметровых (мм) и субмиллиметровых (субмм) волн, имеет широкие перспективы применения в беспроводных телекоммуникационных системах нового поколения, дефектоскопии, системах безопасности, космических исследованиях, сенсинге (идентификации малых объемов и концентраций оптически непрозрачных органических и неорганических веществ, включая биологические объекты) и др. [1–3]. К настоящему времени предложен широкий класс функциональных ТГц-устройств, включая фильтры, фазовращатели, поглотители, модуляторы и переключатели [4–10], среди которых последние два видятся наиболее важными для разви-

тия систем связи и визуализации, востребованных в том числе для решения задач безопасности и противодействия терроризму [11–13]. В основе работы ТГц-модулятора может лежать температурное, оптическое или механическое переключение, а также управление под действием внешнего электрического поля [14–17]. Энергоэффективность и высокая скорость, реализуемые в последнем случае, привлекают наибольшее внимание, в связи с чем к настоящему моменту предложен широкий класс методов и устройств, основанных на данном эффекте. Так, традиционный подход состоит в использовании двумерных полупроводников [18; 19]. Например, еще в 2004 г. группой исследователей из Германии был предложен широкополосный амплитудный модулятор, работающий при комнатной температуре, который основан на управлении плотностью двумерного электронного газа в полупроводниковой гетероструктуре [20]. Помимо полупроводников в последнее время большое внимание уделяется также графену, его уникальным особенностям – в частности, высокой подвижности носителей заряда и возможности эффективного управления электронными свойствами [21; 22]. Несмотря на потенциально высокие технические характеристики устройств, использующих графен, его получение и практическое внедрение до сих пор является непростой технологической задачей.

Среди перспективных сред / материалов, подходящих для использования в электрически перестраиваемых устройствах мм- / субмм-диапазона и составляющих конкуренцию полупроводниковым / графеновым структурам, следует отметить жидкие кристаллы (ЖК) [23–27]. Последние обладают рядом преимуществ следующего характера.

- ЖК, как правило, являются сегнето-мягкими средами, диэлектрические свойства которых контролируются внешним электрическим полем значительно меньшей величины ($\sim 10^3$ В/см), нежели в случае сегнето-жестких сред (твердых кристаллов), что делает ЖК-устройства более энергоэффективными.
- В мировой практике накоплена сравнительно большая номенклатура ЖК, что позволяет для практической реализации подобрать оптимальные кристаллы, одновременно сочетающие в себе малую величину тангенса диэлектрических потерь, высокую электрооптическую анизотропию и приемлемое быстродействие.
- Коммерческая стоимость ЖК-материалов оказывается, как правило, на порядки ниже стоимости твердотельных материалов. При этом в силу жидкого агрегатного состояния требуемая толщина ЖК-слоя может быть легко обеспечена на уровне единиц и десятков мкм (с точностью 0,1–0,2) при диаметре лучевой апертуры ЖК-слоя до 100 мм, что практически не реализуемо с твердыми сегнетоэлектриками.
- Развитые технологии ЖК-дисплеев могут быть сравнительно легко переориентированы (без существенных финансовых вложений) на изготовление работающих в реальном времени квазиоптических матричных устройств мм- / субмм-диапазона – аналогов пространственных модуляторов света (spatial light modulators)¹, предусматривающих возможность электрического управления амплитудными и фазовыми характеристиками индивидуальных пикселей матрицы. Это позволяет реализовывать недорогие и широкоформатные планарные голографические устройства с электрически формируемой диаграммой направленности излучения, которые имеют большие перспективы использования в системах мм-связи, коротковолновых радарах, мм-сканерах медицинского назначения, системах безопасности и т. п.

Известно, что в силу инерционности ЖК-молекул электрическое управление ими в режиме реального времени ($\sim 10^1$ – 10^2 Гц) обычно достигается при характерных толщинах ЖК-слоя 2–10 мкм (реже несколько десятков мкм). Рост толщины d ЖК-слоя приводит к квадратичному от d падению быстродействия устройства [28]. Кроме того, для достижения временной стабильности характеристик и максимально возможной перестройки диэлектрической проницаемости ЖК внешним полем технология производства ЖК-устройства предполагает наличие на поверхности твердых подложек, между которыми заливается ЖК-слой, тонкого вспо-

¹ HOLOEYE Photonics AG; веб-сайт: <https://holoeys.com/spatial-light-modulators/>.

могательного слоя-ориентанта, фиксирующего ориентацию ЖК-молекул в отсутствие поля. При слишком больших толщинах ЖК-слоя (10^2 – 10^3 мкм и более) молекулы «теряют» связь с ориентантом, что приводит к «перемешиванию» ЖК-молекул в массивном слое с последующим ухудшением электрооптической анизотропии готового элемента. Последнее сопровождается значительным увеличением времени отклика ЖК-слоя на приложенное электрическое напряжение, исчисляясь значениями от нескольких секунд до десятков минут.

С фундаментальной точки зрения ключевой проблемой при создании эффективного ЖК-устройства мм-диапазона является требование максимально возможной перестройки его электродинамических характеристик в сочетании с малостью толщины d ЖК-слоя в сравнении с длиной волны λ излучения. Величину d , как отмечено выше, следует рассматривать в интервале единиц – десятков микрометров, при этом учитывая, что наведенное электрическим полем двулучепреломление в ЖК относительно невелико и для большинства кристаллов лежит в интервале $\Delta n = n_e - n_o = 0,15$ – $0,3$ (где n_o и n_e показатели преломления ЖК-среды для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно). Если для оптического диапазона отношение d/λ имеет характерную величину $4 \div 20$, т. е. на ЖК-слое набегают значительное число длин волн, достаточное для реализации нужного оптического эффекта (набега фазы или вращения поляризации), то при тех же толщинах ЖК-слоя для мм-диапазона получается $d/\lambda \ll 1$. Таким образом, ключевая задача ЖК-технологий, адаптированных к мм-волнам, заключается в поиске практического дизайна ЖК-структур, который был бы совместим с технологией ЖК-дисплеев и позволял эффективно манипулировать характеристиками мм-излучения в масштабе реального времени при толщинах слоя масштаба единиц – десятка микрометров.

В настоящей работе осуществлена проработка принципа построения ЖК-устройств с использованием концепции высокоимпедансных метаповерхностей и ультратонких резонансных поглотителей на их основе, позволяющих реализовать требование $d/\lambda \ll 1$ на толщину d активного ЖК-слоя. Данная концепция была предложена нами ранее для реализации спектрально-селективных тепловых детекторов мм-/субмм-диапазона [29–32]. Суть представленного подхода заключается в реализации узкополосного резонанса отражения при интеграции ЖК-слоя с метаструктурой специального дизайна. Спектральная узость резонанса позволяет разместить рабочую частоту структуры на фронте АЧХ, так что даже при сравнительно малой величине Δn это позволяет реализовать относительно большие изменения амплитуды и/или фазы отражения при включении электрического поля. Ниже представлены ключевые положения метода эквивалентных цепей для эффективного описания таких структур, что представляет отдельную методическую ценность и отличает данную работу от схожих исследований других авторов [33–38]. Теоретический анализ мы далее дополняем результатами экспериментального тестирования поглощающей структуры отражательного типа, оптимизированной на частоту 140 ГГц.

Высокоимпедансные метаповерхности и ультратонкие поглотители на их основе

Идеология высокоэффективных ультратонких резонансных поглотителей с толщиной много меньше длины волны излучения в свободном пространстве может быть объяснена в рамках концепции высокоимпедансной поверхности [29–31].

При облучении плоской волной импеданс поверхности Z связывает тангенциальные компоненты полного электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей на поверхности: $\mathbf{E}_{\text{tan}} = Z \cdot [\mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{tan}}]$, где $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности, направленный наружу. Величина Z определяет комплексный амплитудный коэффициент отражения ρ от поверхности согласно формуле

$$\rho = \frac{Z - \eta_0}{Z + \eta_0}.$$

Здесь η_0 – импеданс среды, примыкающей к поверхности, со стороны которой падает волна ($\eta_0 \cong 377 \Omega$ для свободного пространства). Низкоимпедансная поверхность (НИП, в англоязычной терминологии – LIS), например обычный металл, соответствует условиям

$$|Z| \ll \eta_0 : |\text{Arg}(\rho)| \cong \pi, \quad \rho \cong -1,$$

которые означают зануление тангенциальной компоненты электрического поля на НИП, где магнитное, напротив, удваивается (рис. 1). В этом случае пучность E -поля располагается на четвертьволновом расстоянии от поверхности, так что поглощение волны может быть эффективно достигнуто за счет помещения в пучность E поглощающего материала, как это имеет место в традиционных поглотителях типа “Salisbury screen”. В целом, такие поглотители слабо привлекательны для мм-устройств, поскольку: а) реализованные на основе четвертьволновых слоев из сплошного материала, они оказываются слишком толстыми; б) при использовании тонких резистивных (проводящих) пленок, подвешенных на расстоянии $\lambda/4$ от НИП, технология изготовления поглотителей, особенно для матричных устройств, становится непривлекательно сложной.

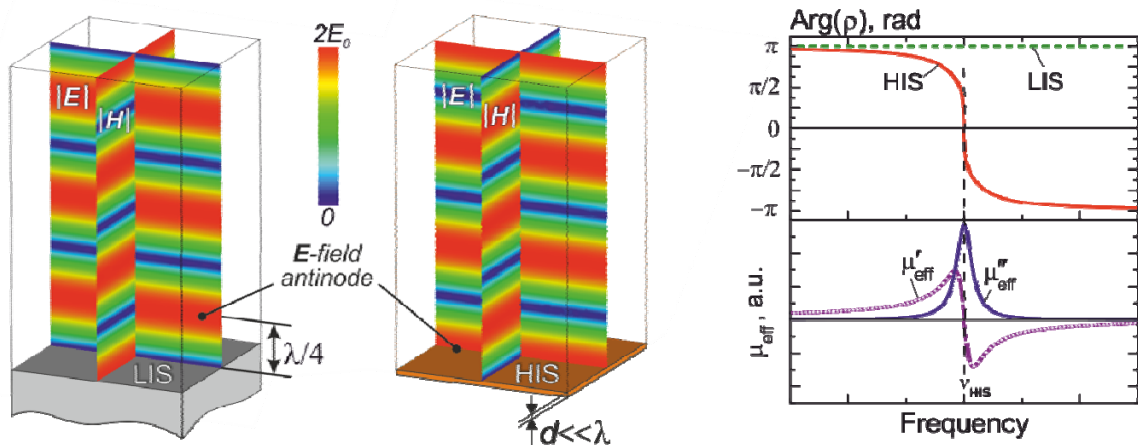


Рис. 1. Смоделированное распределение амплитуды электромагнитного поля для облучаемых по нормали идеальной низкоимпедансной (LIS) и высокоимпедансной (HIS) поверхностей и спектральное поведение их фазы отражения $\text{Arg}(\rho)$. Искусственные магнитные свойства тонкой HIS иллюстрируются качественными спектрами ее эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$

Fig. 1. Simulated distributions of the electromagnetic field amplitude for normally excited ideal low-impedance (LIS) and high-impedance (HIS) surfaces and the spectral behavior of their reflection phase $\text{Arg}(\rho)$. The artificial magnetic properties of a thin HIS are illustrated by the qualitative spectra of its effective magnetic permeability $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$

В отличие от НИП, высокоимпедансная поверхность (ВИП, в англоязычной терминологии – HIS) характеризуется противоположными условиями:

$$|Z| \gg \eta_0 : |\text{Arg}(\rho)| \cong 0, \quad \rho \cong +1.$$

В этом случае, также известном как режим искусственного магнитного проводника, зануляется тангенциальная компонента поверхностного магнитного поля, в то время как E -поле

удваивается, формируя пучность непосредственно на поверхности (см. рис. 1). Исторически при реализации ВИП-поглотителей предлагалось использовать поглощающую резистивную пленку, лежащую поверх ВИП. Позже, однако, стало очевидно, что такая вспомогательная резистивная нагрузка не требуется ввиду того, что для ВИП характерна малость отношения d/λ , поэтому ВИП-структура может сама играть роль тонкого поглотителя, если омические или диэлектрические потери правильным образом «введены» в ее конфигурацию. В сочетании с сильной спектральной дисперсией данное обстоятельство делает ВИП-структуры идеальными для узкополосных поглощающих устройств мм-/субмм-диапазона, включая ЖК-структуры.

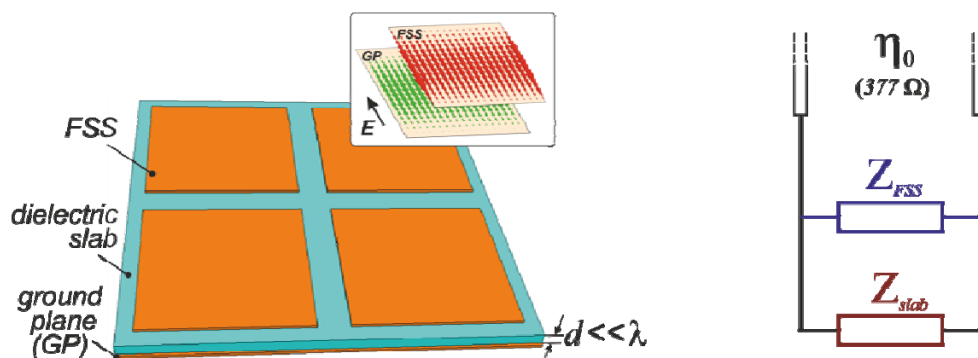


Рис. 2. Структура ВИП (слева) и соответствующая ей модель эквивалентной цепи (справа). FSS – частотно-избирательная поверхность (показан пример FSS из квадратных металлических «патчей»); dielectric slab – диэлектрическая подложка; ground plane (GP) – сплошной слой обратной металлизации; d – толщина метаповерхности, λ – рабочая длина волны; η_0 – импеданс свободного пространства. Вставка сверху – смоделированное в пакете ANSYS® Electromagnetics Suite векторное распределение поверхностного электрического тока, индуцируемого на патчевом элементе и GP-слое на частоте резонанса ВИП

Fig. 2. HIS structure (left) and its equivalent circuit model (right). FSS – frequency selective surface (an example of FSS comprised by square metal “patches” is shown); dielectric slab – dielectric substrate; ground plane (GP) – uniform continuous layer of back metallization; d – metasurface thickness; λ – operating wavelength; η_0 – free space impedance. Insert at the top shows a vector distribution of the surface electric current induced on the patch element and the GP layer at the HIS resonance frequency (ANSYS® Electromagnetics Suite simulations)

В традиционном дизайне ВИП имеет конфигурацию однослойной частотно-избирательной поверхности (FSS) или метаповерхности «емкостного» типа, нанесенной (обычно литографически) на тонкий слой диэлектрика с обратной металлизацией (называемой “ground plane”, GP) (см. рис. 2). «Емкостной» тип здесь означает, что реактивная часть импеданса FSS в полосе частот ВИП удовлетворяет условию

$$\text{Im}(Z_{\text{FSS}}) < 0,$$

которое оказывается принципиально важным для работы ВИП-структуры. Потенциально самая тонкая ВИП получается для FSS, составленной из электрически изолированных субволновых металлических элементов, например «патчей» (см. рис. 2), эксплуатируемых на частотах ниже возможных плазмонных резонансов FSS: $\omega < \omega_{\text{res}}$. В низкочастотном пределе ($\omega \rightarrow 0$) металлические элементы не поддерживают возбуждение омических токов и работают как эффективная сосредоточенная емкость C_{FSS} : $\text{Im}(Z_{\text{FSS}})|_{\omega \rightarrow 0} = 1/(j\omega C_{\text{FSS}})$.

Реализуемость малой оптической толщины для ВИП-конфигурации базируется на том, что входной импеданс Z_s непоглощающего «заземленного» диэлектрического слоя становится чисто индуктивным при условии $d/\lambda \ll 1$: $Z_s \cong j\omega L_s$. Здесь L_s представляет эффек-

тивную индуктивность «заземленного» диэлектрика, которая связана линейным соотношением с его толщиной d и относительной магнитной проницаемостью μ (последняя на субТГц частотах, как правило, равна 1):

$$L_S = \mu \eta_0 d / c_0. \quad (1)$$

ВИП-структура представляет собой не что иное, как параллельное соединение импедансов Z_{FSS} и Z_S , которые формируют резонансную цепочку. Полный импеданс Z последней в отсутствие диссипативных потерь и чисто емкостной FSS равен

$$Z \cong \frac{j\omega L_S}{1 - \omega^2 L_S C_{\text{FSS}}}.$$

ВИП-резонанс соответствует обращению в ноль знаменателя, что достигается на угловой частоте $\omega = 1/\sqrt{L_S C_{\text{FSS}}}$, удовлетворяющей критерию «ультратонкости»: $d/\lambda \ll 1$.

Описанный подход иллюстрирует принцип, лежащий в основе работы ВИП как ультратонкой резонансной структуры. Отметим, что ультратонкая ВИП может интерпретироваться как магнитный метаматериал с зависящей от длины волны эффективной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j \cdot \mu''_{\text{eff}}$ [39]:

$$\mu_{\text{eff}}(\lambda) \cong -\frac{j}{2\pi\eta_0} \frac{\lambda}{d} \cdot Z(\lambda), \quad (2)$$

где μ''_{eff} не равна нулю только для диссипативной ВИП ($\text{Re}(Z) \neq 0$). Действительно, рассматривая ВИП-структуру как «заземленный» слой метаматериала, его поверхностный импеданс $Z_S^{(\text{meta})}$ можем записать в индуктивной форме по аналогии с (1):

$$Z_S^{(\text{meta})} \cong j\omega \cdot \mu_{\text{eff}} \eta_0 d / c_0.$$

Приравнявая $Z_S^{(\text{meta})} = Z$, получаем выражение (2). В точке ВИП-резонанса μ'_{eff} зануляется, поскольку $\text{Im}(Z) = 0$, тогда как μ''_{eff} достигает максимума (см. рис. 1). В частности, в режиме идеального поглотителя (т. е. когда падающая волна полностью поглощается) импеданс структуры равняется импедансу свободного пространства:

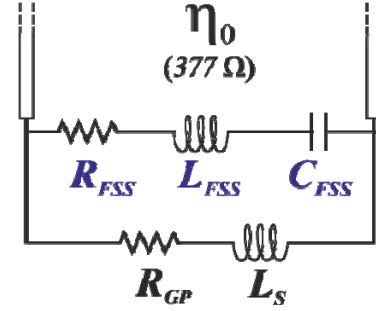
$$\text{Re}[Z] \equiv \eta_0, \quad \text{Im}[Z] \equiv 0, \quad (3)$$

откуда следует, что $\max(\mu''_{\text{eff}}) \cong (2\pi)^{-1} \cdot \lambda/d \gg 1$. Как проиллюстрировано на вставке к рис. 2, сильные искусственные магнитные свойства ВИП-структуры обусловлены большими антипараллельными токами, протекающими в металле FSS и GP слоев на частоте ВИП-резонанса. Эти токи индуцируются почти в фазе, формируя эффективный магнитный диполь с магнитным потоком, сконцентрированным главным образом между FSS и GP.

Отметим, что в общем случае полный импеданс Z_{FSS} «емкостной» FSS может содержать индуктивную и резистивную компоненты, модуль которых может быть сравним или даже больше, чем реактивное сопротивление ωL_S «заземленного» диэлектрического слоя, когда последний становится достаточно тонким. При описании ВИП-структуры в рамках модели эквивалентной LCR-цепи с одиночным резонансом это учитывается путем введения индуктивности L_{FSS} и сопротивления R_{FSS} , соединенных последовательно с емкостью C_{FSS} [33] (рис. 3):

$$Z_{\text{FSS}} = 1/(j\omega C_{\text{FSS}}) + j\omega L_{\text{FSS}} + R_{\text{FSS}}, \quad (4)$$

Рис. 3. Корректная LCR модель ВИП-структуры
Fig. 3. Correct LCR model of the HIS structure



Сопротивление R_{FSS} , в свою очередь, может быть представлено в виде суммы сопротивлений $R_{\text{FSS}}^{\text{met}}$ и $R_{\text{FSS}}^{\text{diel}}$, отвечающих за диссипацию энергии в металлизации FSS и диэлектрическом слое соответственно:

$$R_{\text{FSS}} \cong R_{\text{FSS}}^{\text{met}} + R_{\text{FSS}}^{\text{diel}}. \quad (5)$$

Учет омических потерь в GP-слое через введение сопротивления R_{GP} показывает, что полный импеданс тонкого «заземленного» описывается суммой

$$Z_S \cong j\omega L_S + R_{\text{GP}}. \quad (6)$$

Опуская промежуточные выкладки, сделанные с учетом соотношений (4)–(6), приведем (см. таблицу) итоговые формулы для угловой частоты резонанса ω_0 , относительной толщины d/λ_0 , а также ширины полосы $\Delta\omega/\omega_0$ для двух предельных случаев: бездиссипативной ВИП ($R_{\text{tot}} = 0$) и идеального поглотителя ($R_{\text{tot}} \neq 0$, условия (3)). Здесь использованы обозначения

$$R_{\text{tot}} \equiv R_{\text{FSS}}^{\text{met}} + R_{\text{FSS}}^{\text{diel}} + R_{\text{GP}}, \quad r \equiv R_{\text{tot}}/\eta_0 \ll 1.$$

Аналитические формулы для ВИП-структур Analytical Formulae for HIS Structures

Бездиссипативный режим	Режим полного поглощения
$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_{\text{FSS}} L_S}} \cdot \left(1 + \frac{L_{\text{FSS}}}{L_S}\right)^{-1/2}$	$\omega_0 = \frac{2}{\eta_0 C_{\text{FSS}}} \frac{1}{(1 + \chi) \sqrt{r(1 - r)}}$
$\frac{d}{\lambda_0} \cong \frac{1}{2\pi c_0} \frac{d}{\sqrt{C_{\text{FSS}} (L_{\text{FSS}} + \mu \eta_0 d / c_0)}}$	$\frac{d}{\lambda_0} \cong \frac{\sqrt{r}}{2\pi \mu}$
$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong \frac{1}{\eta_0} \sqrt{\frac{L_S}{C_{\text{FSS}}}} \cdot \left(1 + \frac{L_{\text{FSS}}}{L_S}\right)^{\frac{3}{2}} =$ $= 2\pi \left(1 + \frac{c_0 L_{\text{FSS}}}{\mu \eta_0 d}\right)^{-1} \frac{d}{\lambda_0}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong \frac{4}{(1 + \chi)} \sqrt{r} \cong \frac{8\pi \mu}{(1 + \chi)} \frac{d}{\lambda_0} =$ $= \begin{cases} 4\pi \mu \frac{d}{\lambda_0}, & \xi \ll 1, \\ 8\pi^2 \mu^2 \eta_0 \sqrt{\frac{C_{\text{FSS}}}{L_{\text{FSS}}}} \left(\frac{d}{\lambda_0}\right)^2, & \xi \gg 1, \end{cases}$ $\xi = \frac{4L_{\text{FSS}}}{\eta_0^2 C_{\text{FSS}} r(1 - r)}, \quad \chi = \sqrt{\xi + 1}$

В случае бездиссипативной ВИП ширина полосы рассчитана из условия

$$|\text{Arg}(\rho[\omega_0 \pm \frac{1}{2}\Delta\omega])| = \pi/2,$$

в то время как для поглотителя $\Delta\omega$ определена по уровню $\frac{1}{2}$ от максимального (единичного) коэффициента поглощения $A = 1 - |\rho|^2$.

Формулы, представленные в таблице, позволяют сделать следующие выводы.

1. Ширина резонансной полосы ВИП-структуры сужается при утончении диэлектрического слоя. Таким образом, при заданной величине Δn более тонкий ЖК-слой, потенциально обеспечивающий более высокое быстродействие структуры, будет обеспечивать более сильную перестройку фазы отражения вблизи точки резонанса.

2. Полоса ВИП может быть дополнительно сужена за счет увеличения индуктивности L_{FSS} , т. е. использования более «индуктивной» FSS. К примеру, при равных латеральных периодах расположения элементов и зазоров между ними замена патчевых элементов на кольцевые даст более узкий резонанс.

3. Режим поглотителя сохраняет ключевые особенности бездиссипативной ВИП – сочетание малой толщины и узкой спектральной селективности. Строго говоря, свойство ВИП-поглотителя сужать ширину резонансной полосы при его утончении вытекает из теоремы Розанова, устанавливающей связь между толщиной произвольного магнитодиэлектрического поглотителя с обратной металлизацией и его спектральным откликом [40]:

$$d \geq \left| \int_0^\infty \ln |S_{11}(\lambda)| d\lambda \right| / (2\pi^2 \mu_s),$$

где μ_s – относительная статическая магнитная проницаемость поглощающего слоя.

4. В случае поглотителя параметр ξ играет такую же роль, что и отношение L_{FSS}/L_s для бездиссипативной ВИП и демонстрирует возможность увеличения спектральной селективности ВИП-поглотителя за счет введения индуктивного члена в импеданс FSS. Селективность управляется посредством коэффициента $4/(1 + \chi)$, который достигает величины 2 для чисто емкостной FSS ($\xi = 0$) и монотонно спадает до нуля по мере роста ξ . Например, при замене патчевых элементов на кольцевые следует ожидать более узкого резонанса поглощения. Данное свойство, впрочем, не будет проявляться для очень узких колец ввиду их более высоких омических потерь и, следовательно, больших значений резистивного параметра r , чей рост уменьшает добротность структуры и отношение λ_0/d .

5. Использование слабопоглощающих материалов в конфигурации ВИП-поглотителя является необходимым условием для минимизации его толщины и ширины полосы по причине уменьшения резистивного параметра r . Как показали наши исследования, представленные в работах [30–33], использование термически напыляемого алюминия для формирования высокопроводящей металлизации FSS и GP слоев, а также полипропилен $\epsilon \cong 2,25 \cdot [1 - j \cdot 10^{-3}]$ в качестве слабопоглощающего диэлектрика является прекрасным решением для создания неперестраиваемых ультратонких селективных поглотителей. В этом случае в мм-диапазоне нам удалось экспериментально достичь отношений $\lambda_0/d \sim 100\text{--}200$ при характерной ширине полосы резонанса $\Delta\omega/\omega_0 \sim 3\text{--}6\%$. Полученные результаты следует использовать и при разработке дизайна перестраиваемых ВИП-структур на базе ЖК. Заметим, что наряду с требованием минимизации тангенса диэлектрических потерь ЖК в интересующей области частот, привлекательным является использование кристаллов с относительно невысокими значениями $\text{Re}(\epsilon)$. Это позволяет минимизировать емкость C_{FSS} и, как следствие, ширину полосы поглощения, согласно представленным в таблице формулам.

Экспериментальная реализация перестраиваемого поглотителя на 140 ГГц с использованием ЖК типа 5CB

Проверка изложенной выше концепции ВИП-поглотителей для построения перестраиваемых структур реализована на примере геометрии FSS, оптимизированной на частоту 140 ГГц. В качестве диэлектрического слоя поглотителя использовался коммерчески легкодоступный нематический жидкий кристалл 5CB. Указанная частота, соответствующая одной из центральных частот полос прозрачности атмосферы, была выбрана нами намеренно ввиду перспективы ее использования в радарных и телекоммуникационных системах. Кроме того, реализация перестраиваемой ЖК-структуры на данную частоту, относящуюся к низкочастотной границе ТГц диапазона и соответствующая длине волны 2,14 мм, рассматривалась как более сложная экспериментальная задача в сравнении с ЖК-устройствами, оптимизированными к более высоким частотам и предполагающими меньшие, легче достигаемые значения отношения d/λ . Стоит также обратить внимание, что наведенное электрическим полем двулучепреломление для кристалла 5CB оказывается сравнительно небольшим: $\Delta n = n_e - n_o \approx 0,15$. Последнее обстоятельство правомерно порождает живой интерес к возможности использования ЖК со столь небольшими Δn для управления миллиметровыми волнами.

На рис. 4 показана конфигурация реализованной ВИП-структуры с указанием геометрических размеров ячеек метаповерхности (FSS). В качестве диэлектрических подложек, между которыми заливался слой ЖК 5CB, использовались плоскопараллельные пластинки сапфира толщиной 430 мкм и диаметром 50 мм. Диэлектрические свойства сапфировых подложек и ЖК были охарактеризованы методом широкополосной импульсной терагерцевой спектроскопии (рис. 5), описание установки отражено в [41]. Сапфир был выбран в силу малости тангенса его диэлектрических потерь, технологической доступности, а также хорошего качества (низкой шероховатости) поверхности, подходящей для создания на ней высококачественного металлического микрорисунка FSS методом фотолитографии. По полученным ТГц-спектрам материалов, были экстраполированы их свойства в окрестности частоты 140 ГГц, для которой диэлектрическая проницаемость сапфира составляет $\epsilon = 9,57 \cdot (1 - j \cdot 5 \cdot 10^{-4})$.

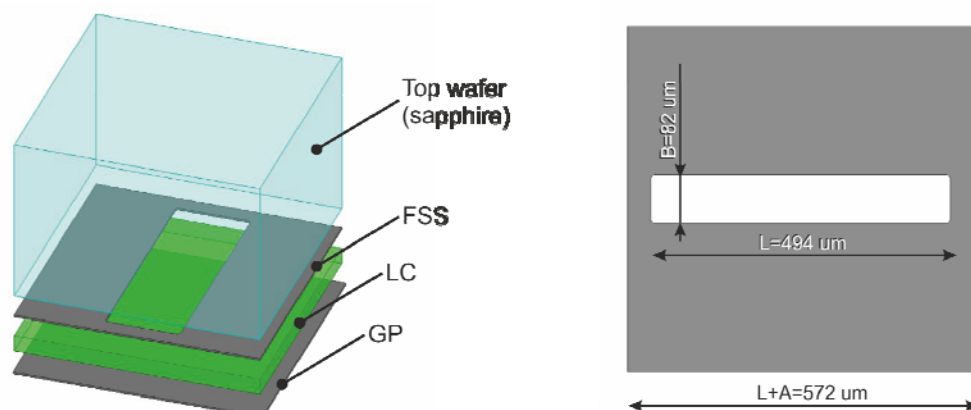


Рис. 4. Конфигурация реализованной ВИП-структуры (слева): FSS – частотно-избирательная поверхность (массив субволновых щелевых прорезей в сплошной металлизации), LC – жидкокристаллический слой (5CB), GP – сплошная металлизация («ground plane»). Для наглядности все слои структуры показаны отстоящими друг от друга. Элементарная ячейка FSS с указанием актуальных геометрических размеров (справа)

Fig. 4. The configuration of the implemented HIS structure (left): FSS – frequency-selective surface (an array of subwavelength slots in continuous metallization); LC – liquid crystal layer (5CB); GP – solid metallization (“ground plane”). For clarity, all layers of the structure are shown spaced from each other. The FSS unit cell with actual geometric dimensions (right)

Металлизация FSS и GP слоя имела толщину 0,4 мкм и обеспечивалась термическим напылением алюминия в специализированной вакуумной установке. Для FSS была выбрана топология щелевых прорезей (структура инверсная к патчевой геометрии), которые на практике изготавливались отработанным методом контактной фотолитографии через подготовленный фотошаблон [42; 43]. Такая топология FSS автоматически обеспечивала электрическое соединение всех ячеек метаповерхности, необходимое для создания электрического поля в слое ЖК, заключенного между FSS и GP слоями. При этом «индуктивный» характер топологии был, в частности, продиктован желанием максимизировать индуктивную компоненту импеданса частотно-селективной поверхности для сужения полосы резонанса поглотителя. Стоит также отметить, что щелевая топология рассматривалась как преимущественная с точки зрения повышения однородности приложенного поля в слое ЖК.

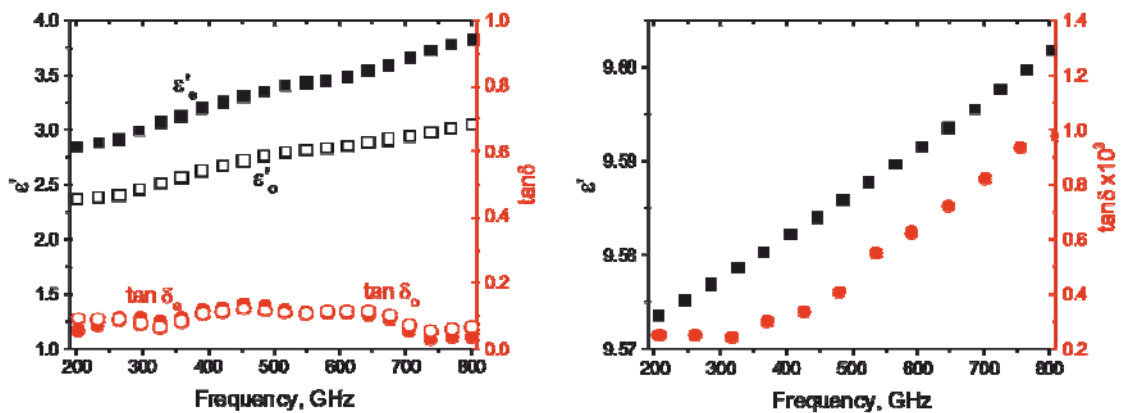


Рис. 5. Измеренные методом широкополосной импульсной ТГц спектроскопии диэлектрические свойства ЖК 5CB (слева) и сапфировых подложек (справа). Прямоугольники – реальная часть диэлектрической проницаемости; круги – тангенс потерь. Пустые и закрашенные символы – значения параметра для обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волн соответственно

Fig. 5. The dielectric properties of the 5CB liquid crystal (left) and sapphire substrates (right) measured by THz time-domain spectroscopy. Rectangles – the real part of the dielectric constant; circles – the loss tangent. Empty and shaded symbols – the parameter value for the ordinary (o) and extraordinary (e) waves, respectively

Измеренные диэлектрические свойства материалов были использованы при моделировании ЖК-структуры в полноволновом электродинамическом симуляторе ANSYS® Electromagnetics Suite R18.2. Расчет проводился с использованием режима портов Флоке и периодических граничных условий, применяемых к элементарной ячейке периодической структуры. В расчетах ЖК-структура рассматривалась в глобальной системе координат XYZ с осью Z , направленной перпендикулярно поверхности сапфировых подложек. ЖК-слой задавался в виде однородной с точки зрения распределения поля директоров среды, для которой вводилась локальная система координат $X'Y'Z'$, в которой диэлектрический тензор ЖК-слоя задавался диагональным:

$$\varepsilon_{pq}|_{X'Y'Z'} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix},$$

а ориентация $X'Y'Z'$ относительно XYZ задавалась посредством пары ориентационных углов (θ, φ) , так что случай $(90^\circ, 0)$ соответствовал совпадению этих систем координат. Для ЖК 5CB использовались следующие значения диагональных компонент тензора ε_{pq} :

$$\varepsilon_{||} = \varepsilon_e = 2,75 \cdot (1 - j \cdot 0,1), \quad \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_o = 2,25 \cdot (1 - j \cdot 0,1).$$

В силу технологических особенностей толщина ЖК-слоя была выбрана равной 80 мкм.

На рис. 6 приведены результаты расчета амплитудных и фазовых спектров ЖК-поглотителя описанной конфигурации, полученные для предельных случаев ориентации ЖК в терминах угла θ : $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ ($\varphi = 0$). Можно видеть, что, несмотря на сравнительную малость величины $\Delta n = n_e - n_o \approx 0,15$, амплитуда энергетического коэффициента отражения претерпевает относительные изменения от 47 до 154 %. При этом вариация фазы отражения $\text{Arg}(\rho)$ достигает $56,5^\circ$.

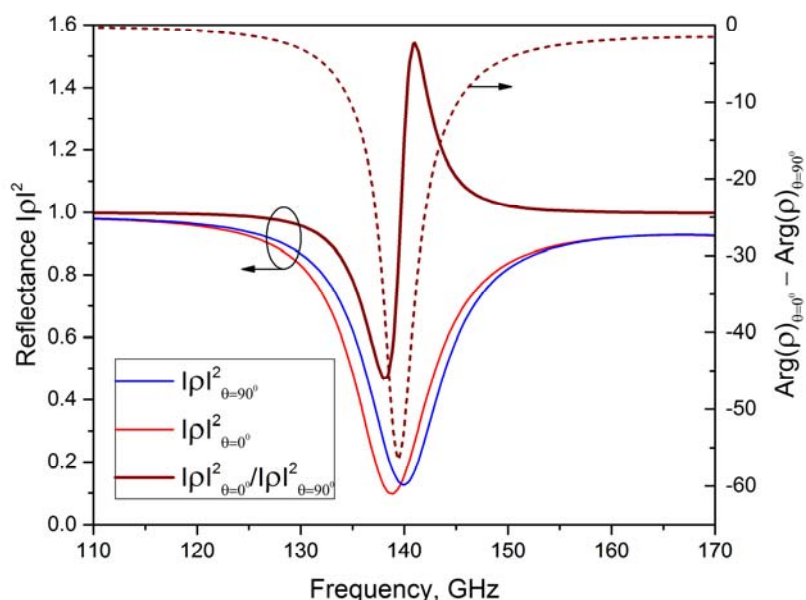


Рис. 6. Спектры отражения ЖК-метаструктуры, рассчитанные в пакете ANSYS® Electromagnetics Suite

Fig. 6. Reflection spectra for the liquid crystal metastructure simulated in ANSYS® Electromagnetics Suite

На рис. 7 приведены результаты сопоставления расчетных и экспериментальных спектров энергетического коэффициента отражения изготовленного образца ЖК-структуры. Измерения проводились с использованием квазиоптического субмиллиметрового ЛОВ-спектрометра «Эпсилон» разработки ИОФ им. А. М. Прохорова РАН. Напряжение, приложенное между FSS и GP слоями, задавалось в интервале от 0 до 30 В посредством стабилизированного источника напряжения. В силу технических ограничений измерение фазы отражения в данных экспериментах не представлялось возможным.

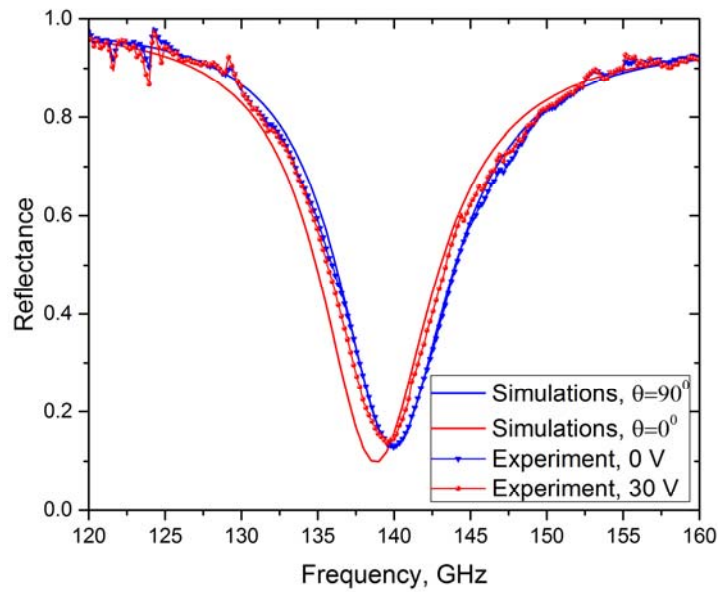


Рис. 7. Сопоставление расчетных и экспериментальных спектров коэффициента отражения

Fig. 7. Comparison of simulated and experimentally measured spectra of the reflection coefficient

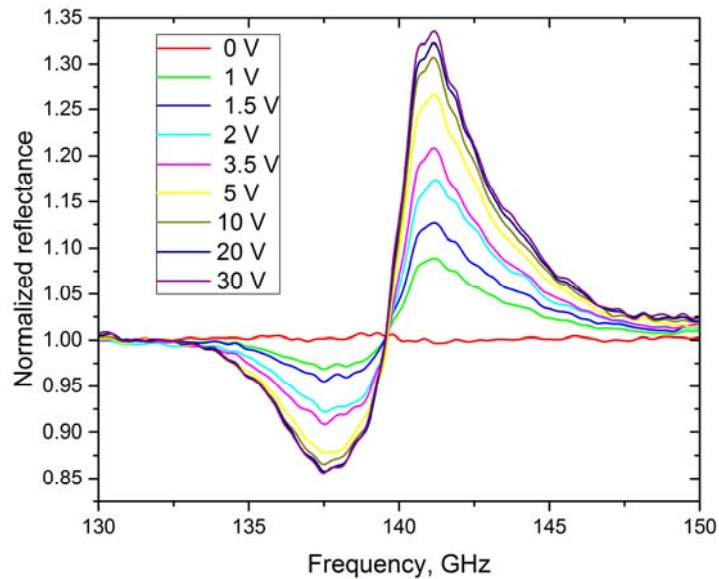


Рис. 8. Экспериментальные спектры коэффициента отражения ЖК-метаструктуры при различных значениях приложенного электрического напряжения.

Спектры нормированы на случай 0 В

Fig. 8. Experimental spectra of the reflection coefficient for the liquid crystal metastructure at different values of the applied electric voltage.

The spectra are normalized to the case of 0 V

Представленные на рис. 8 данные указывают на достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых. Эксперимент также выявил наличие эффекта насыщения

перестройки АЧХ, который достигается при значениях приложенного напряжения >10 В (см. рис. 8). Отметим, что на практике вариация коэффициента отражения оказывается несколько меньше, чем дает расчет для предельных случаев ориентации директора ЖК ($\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$): 85–134 % против 47–154 %. Данное обстоятельство объясняется неполным переориентированием всех молекул ЖК под действием электрического поля. Кроме того, в силу структурированности FSS-электрода приложенное поле, очевидно, является неоднородным по объему ЖК-слоя, поэтому вклад различных элементов объема в перестройку ТГц характеристик ЖК-структуры оказывается разным, что формирует, по-видимому, более слабый отклик ЖК на приложенное напряжение по сравнению со случаем оптически однородного ЖК-слоя.

Заключение

В работе проведена оценка возможности использования ЖК-материалов для создания перестраиваемых в мм-диапазоне устройств, которая выявила перспективу подобного подхода.

Для построения перестраиваемых ЖК-структур предложено использовать концепцию высокоимпедансных метаповерхностей и ультратонких резонансных поглотителей на их основе. Осуществлена теоретическая проработка данной концепции с использованием метода эквивалентных цепей и полноволнового электродинамического моделирования. Представленные в таблице аналитические формулы, описывающие электродинамические характеристики структур, представляют дополнительную методическую ценность. Они позволяют проводить быструю оценку свойств структур, сокращая время на разработку дизайна конечного устройства, а в некоторых случаях и устраняя необходимость проведения полноволновых расчетов.

С использованием нематического жидкого кристалла 5СВ толщиной 80 мкм изготовлен и экспериментально исследован прототип поглощающей ЖК-метаструктуры отражательного типа, оптимизированной к работе в окрестности частоты 140 ГГц. Тестирование полученной структуры продемонстрировало достаточно хорошее согласование между расчетными и экспериментальными спектрами отражения. Достигнутая в эксперименте максимальная перестройка АЧХ («амплитудная модуляция») составила 34 % при значениях управляющего напряжения до 30 В с порогом насыщения ≈ 10 В.

Список литературы / References

1. **Hangyo M.** Development and future prospects of terahertz technology. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2015, vol. 54, no. 12, p. 120101.
2. **Tonouchi M.** Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 2007, vol. 1, no. 2, p. 97–105.
3. **Hochrein T.** Markets, availability, notice, and technical performance of terahertz systems: historic development, present, and trends. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2015, vol. 36, no. 3, p. 235–254.
4. **Xiong R. H., Li J. S.** Double-layer frequency selective surface for terahertz bandpass filter. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2018, vol. 39, no. 10, p. 1039–1046.
5. **Yang J., Cai C. G., Yin Z. P. et al.** Reflective liquid crystal terahertz phase shifter with tuning range of over 360° . *IET Microwaves Antennas & Propagation*, 2018, vol. 12, no. 9, p. 1466–1469.
6. **Landy N. I., Sajuyigbe S., Mock J. J. et al.** Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*, 2008, vol. 100, no. 20, p. 207402.
7. **Yan R. S., Sensale-Rodriguez B., Liu L. et al.** A new class of electrically tunable metamaterial terahertz modulators. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 27, p. 28664–28671.

8. **Chen J. H., Zheng B. C., Shao G. H. et al.** An all-optical modulator based on a stereo graphene-microfiber structure. *Light: Science & Applications*, 2015, vol. 4, no. 12, p. e360.
9. **Zografopoulos D. C., Beccherelli R.** Tunable terahertz fishnet metamaterials based on thin nematic liquid crystal layers for fast switching. *Scientific Reports*, 2015, vol. 5, p. 13137.
10. **Duan W., Chen P., Wei B. Y. et al.** Fast-response and high-efficiency optical switch based on dual-frequency liquid crystal polarization grating. *Optical Materials Express*, 2016, vol. 6, no. 2, p. 597–602.
11. **Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T.** A review on terahertz communications research. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2011, vol. 32, no. 2, p. 143–171.
12. **Watts C. M., Shrekenhamer D., Montoya J. et al.** Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators. *Nature Photonics*, 2014, vol. 8, no. 8, p. 605–609.
13. **Jepsen P. U., Cooke D. G., Koch M.** Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, vol. 5, no. 1, p. 124–166.
14. **Chen H. T., O'Hara J. F., Azad A. K. et al.** Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 2006, vol. 444, no. 7119, p. 597–600.
15. **Bianconi S., Wheaton S., Park M. S. et al.** Machine learning optimization of surface-normal optical modulators for SWIR time-of-flight 3-D camera. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2018, vol. 24, no. 6, p. 8201108.
16. **Han C., Li C., Wu J. B. et al.** A study of thermal effects in superconducting terahertz modulator by low temperature scanning laser microscope. *AIP Advances*, 2018, vol. 8, no. 6, p. 065024.
17. **Cheng L., Jin Z. M., Ma Z. W. et al.** Mechanical terahertz modulation based on single-layered graphene. *Advanced Optical Materials*, 2018, vol. 6, no. 7, p. 1700877.
18. **Kleine-Ostmann T., Pierz K., Hein G. et al.** Spatially resolved measurements of depletion properties of large gate two-dimensional electron gas semiconductor terahertz modulators. *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 105, no. 9, p. 093707.
19. **Kersting R., Strasser G., Unterrainer K.** Terahertz phase modulator. *Electronics Letters*, 2000, vol. 36, no. 13, p. 1156–1158.
20. **Kleineostmann T., Dawson P., K. Pierz et al.** Room-temperature operation of an electrically driven terahertz modulator. *Applied Physics Letters*, 2004, vol. 84, no. 18, p. 3555–3557.
21. **Deng G. S., Chen P., Yang J. et al.** Graphene-based tunable polarization sensitive terahertz metamaterial absorber. *Optics Communications*, 2016, vol. 380, p. 101–107.
22. **Sensalerrodríguez B., Yan R. S., Kelly M. M. et al.** Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions. *Nature Communications*, 2012, vol. 3, p. 780.
23. **Pan C.-L., Pan R.-P.** Recent progress in liquid crystal THz optics. *Proc. SPIE*, 2006, vol. 6135, p. 61350D.
24. **Vieweg N., Shakfa M. K., Scherger B. et al.** THz properties of nematic liquid crystals. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2010, vol. 31, no. 11, p. 1312–1320.
25. **Park H., Parrott E. P. J., Fan F. et al.** Evaluating liquid crystal properties for use in terahertz devices. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 11, p. 11899–11905.
26. **Mavrona E., Chodorow U., Barnes M. E. et al.** Refractive indices and birefringence of hybrid liquid crystal – nanoparticles composite materials in the terahertz region. *AIP Advances*, 2015, vol. 5, no. 7, p. 077143.
27. **Wang L., Lin X. W., Hu W. et al.** Broadband tunable liquid crystal terahertz waveplates driven with porous graphene electrodes. *Light: Science & Applications*, 2015, vol. 4, no. 2, p. e253.
28. **Chigrinov V. G.** Liquid crystal devices: Physics and applications. Boston, Artech House, 1999.
29. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al.** THz imaging system based on THz-to-IR converter. *Technisches Messen*, 2011, vol. 78, no. 11, p. 526–533.

30. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al.** Extremely thin metamaterial absorbers for subterahertz waves: from fundamentals towards applications in uncooled bolometric sensors. *Proc. SPIE*, 2012, vol. 8423, p. 84230S.
31. **Кузнецов С. А., Аржанников А. В.** Электродинамическая оптимизация ультратонких резонансных поглотителей для болометрических детекторов субмиллиметрового диапазона // Вестник НГУ. Серия Физика. 2015. Т. 10, № 4. С. 5–20.
Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V. Electromagnetic optimization of ultra-thin resonant absorbers for bolometric detectors of the submillimeter-wave range. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2015, vol. 10, no. 4, p. 5–20. (in Russ.)
32. **Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Navarro-Cía M., Arzhannikov A. V.** Selective pyroelectric detection of millimetre waves using ultra-thin metasurface absorbers. *Scientific Reports*, 2016, vol. 6, p. 21079.
33. **Hu W., Cahill R., Encinar J. C. et al.** Design and measurement of reconfigurable millimeter wave reflectarray cells with nematic liquid crystal. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2008, vol. 56, no. 10, p. 3112–3117.
34. **Hu W., Ismail M. Y., Cahill R. et al.** Tunable liquid crystal reflectarray patch element. *Electronics Letters*, 2006, vol. 42, no. 9, p. 509–511.
35. **Marin R., Moessinger A., Goelden F. et al.** 77 GHz reconfigurable reflectarray with nematic liquid crystal. In: Proc. 2nd European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2007). Edinburgh, UK, 2007.
36. **Marin R., Moessinger A., Freese J. et al.** Basic investigations of 35 GHz reflectarrays and tunable unit-cells for beam steering applications. In: Proc. European Radar Conference, 2005 (EURAD 2005). Paris, France, 2005.
37. **Moessinger A., Marin R., Mueller S. et al.** Electronically reconfigurable reflectarrays with nematic liquid crystals. *Electronics Letters*, 2006, vol. 42, no. 16, p. 899–900.
38. **Yin Z. P., Lu Y. J., Xia T. Y. et al.** Electrically tunable terahertz dual-band metamaterial absorber based on a liquid crystal. *RSC Advances*, 2018, vol. 8, no. 8, p. 4197–4203.
39. **Kern D. J., Werner D. H., Lisovich M.** Metaferrites: using electromagnetic bandgap structures to synthesize metamaterial ferrites. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2005, vol. 53, no. 4, p. 1382–1389.
40. **Rozanov K. N.** Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2000, vol. 48, no. 8, p. 1230–1234.
41. **Wang C.-R., Pan Q.-K., Chen F. et al.** Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K. *Infrared Physics & Technology*, 2019, vol. 97, p. 1–5.
42. **Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Kubarev V. V. et al.** Development and characterization of quasi-optical mesh filters and metastructures for subterahertz and terahertz applications. *Key Engineering Materials*, 2010, vol. 437, p. 276–280.
43. **Navarro-Cía M., Kuznetsov S. A., Aznabet M. et al.** Route for bulk millimeter wave and terahertz metamaterial design. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, vol. 47, no. 3, p. 375–385.

Материал поступил в редколлегию

Received
14.05.2019

Сведения об авторах / Information about the Authors

Кузнецов Сергей Александрович, научный сотрудник Лаборатории квантовых оптических технологий ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия); научный сотрудник

ник Новосибирского филиала Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН «КТИПМ» (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergei A. Kuznetsov, Research Scientist in the Quantum Optical Technologies Laboratory of the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Research Scientist, Rzhzanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk Branch "TDIAM" (2/1 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

SAKuznetsov@nsm.nsu.ru

Николаев Назар Александрович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института автоматики и электрометрии СО РАН (пр. Академика Коптюга, 1, Новосибирск, 630090, Россия); старший научный сотрудник Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Nazar A. Nikolaev, C. Sc. (Tech.), Senior Research Scientist, Institute of Automation and Electrometry SB RAS (1 Academician Koptug Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Senior Research Scientist, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

nazar@iae.nsk.su

Трашкеев Сергей Иванович, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории квантовых оптических технологий ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия); старший научный сотрудник Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergei I. Trashkeev, C. Sc. (Phys.), Research Scientist in the Quantum Optical Technologies Laboratory of the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Senior Research Scientist, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

root@lateh.nsk.ru

Лазорский Павел Александрович, инженер Аналитико-технологического исследовательского центра (АТИЦ «ВТиНМ») ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия), инженер Института лазерной физики СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия)

Pavel A. Lazorskiy, engineer in the Analytical and Technological Research Center "High Technology and Nanostructured Materials" at the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); engineer, Institute of Laser Physics SB RAS (13/3 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

pavellazor@yandex.ru

Аржанников Андрей Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, заместитель заведующего Аналитико-технологического исследовательского центра (АТИЦ «ВТиНМ») ФФ НГУ (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия), главный научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия)

Andrey V. Arzhannikov, D. Sc. (Phys.), professor, Deputy Head of the Analytical and Technological Research Center "High Technology and Nanostructured Materials" at the Physics Department, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Principal Research Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su