

Джаманбаева Г. Т., Яр-Мухамедова Г. Ш., Захидов А. А.

ГАЛОИДНО-ПЕРОВСКИТНО-РЕЗОНАНСНАЯ НАНОФОТОНИКА

Аннотация. Галоидные перовскиты появились в последнее время в качестве перспективных материалов для многих применений в фотовольтаике и оптоэлектронике. Недавние исследования их оптических свойств предложили много новых возможностей для конструкции современных нанопотонных устройств из-за низкой стоимости изготовления, высокого значения показателя преломления, существование экситонов при комнатной температуре, широкополосной запрещенной зоне перестройки длины волны, высокая оптическая усиления и нелинейного отклика, а также простота их интеграции с другими типами структур. В этой статье представлен обзор последних достижений в изучении оптических и электронных свойств, происходящих в структурированных перовскитах, в том числе их возможные применения.

Ключевые слова: галоидные перовскиты, оптические свойства, нанофотоника, фотовольтаика.

Введение. Оптические резонансные наноструктуры обеспечивают мост между оптикой и наноразмерными науками, что позволяет сокращать световой контакт вплоть до наноразмерного посредством возбуждения сильно локализованных оптических мод. Это позволяет уменьшить количество важных оптических устройств, таких как волноводы, лазеры, фотоприемники, датчики и т. д. Исторически, металлические наноструктуры открыли путь к новым наноразмерным оптическим явлениям и приложениям, связанных с электронными и следовательно эффективным управлениям света в глубоко субволновом режиме [1-4]. Используемые материалы, включают золото, серебро и медь [5], а также различные сплавы металлов и легированных оксидов [6]. Кроме того, чтобы преодолеть оптические потери и принести новую функциональность, диэлектрические резонансные наноструктуры были введены и широко изучены в течение последнего десятилетия [7,8], где обычные неорганические материалы, такие как кремний, арсенид галлия, нитрид галлия, оксид цинка, и т.д., были использованы из-за их высоких значения показателя преломления и хорошо разработанных методов изготовления. Тем не менее, большинство из этих материалов сталкиваются некоторыми ограничениями, связанные с проблемами со спектральной перестройкой длины волны, отсутствие экситонов при комнатной температуре, дорогих процессах изготовления, а также низкий квантовый выход.

С другой стороны, новый класс материалов, так называемых галоидные перовскиты, возникли в последнее время и привлекли много внимания не только для фотовольтаики [9], но и для фотонных источников [10]. Основной причиной такого интереса является уникальные электронные и фотонные свойства галогенидов перовскита, наряду с низкой стоимости их изготовления, чрезвычайно широкополосной спектральной перестройки длины волны, а также других свойств и функций, как показано схематически на рисунке 1, кроме того, на рисунке 2 обобщаются различные типы резонансных наноструктур из галоидных перовскитов (такие как наночастицы, нанопроволоки, нанопластины, фотонные кристаллы и метаповерхности), а также создан путем интеграции перовскитов с другими не перовскитными нанопотонными структурами, которые реализуют все указанные преимущества перовскитов.

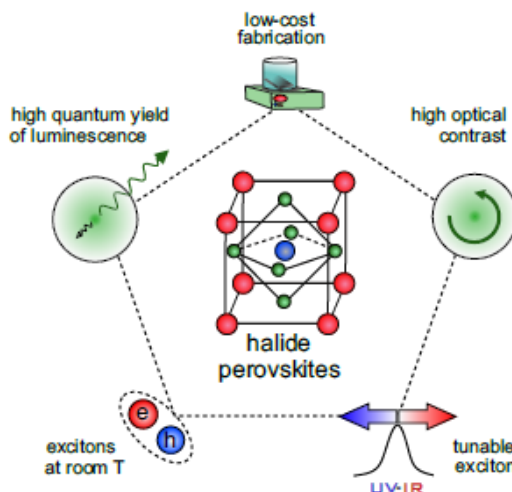


Рис. 1. Схематическое изображение основных свойств галогенидных перовскитов

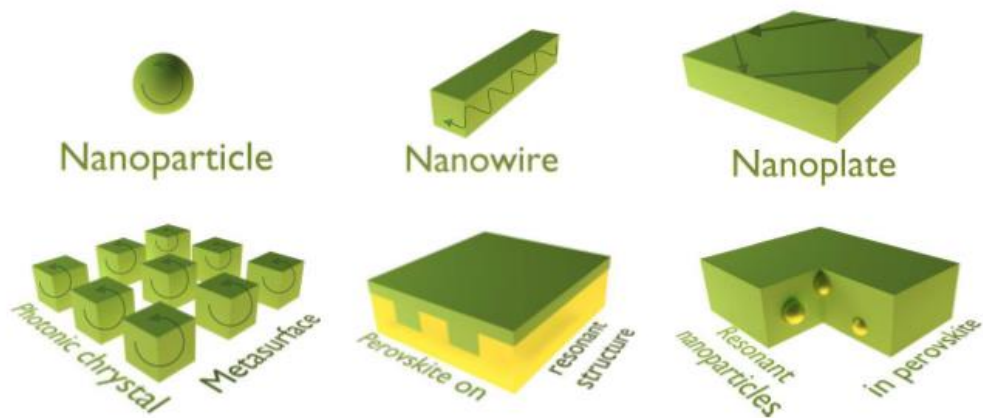


Рис. 2. Основные конструкции резонансных наноструктур из галоидного перовскита

В настоящем обзоре вводим недавно возникшую полею нанофотоники на основе галоидных перовскитов, описываем основные (линейные и нелинейные) оптические свойства этого класса материалов, объяснить, почему фундаментальные открытия в галогениде перовскита нанофотонике имеют важное значение для фотоники устройств, и взгляды на будущие направления в этом активно развивающемся исследовании поля.

1. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА

1.1. Структура и химия

Первый образец минерала со структурой перовскита, а именно, CaTiO_3 был найден Густавом Розе в Уральских горах в 1839 году [11]. Его обобщение представляет собой соединение со стехиометрической формулой ABX_3 , где А а также В большие и малые катионы, соответственно, и X представляет собой анион, и все они кристаллизуются в тех же структурах, CaTiO_3 . В идеальном случае катион В гораздо меньше, чем катион А, перовскиты собираются в кубической решетке с координационными числами 12 для А, 6 для В, и 8 для X. Из-за строгих ограничений в ионных радиусах, только несколько перовскитов имеют эту идеальную кубическую структуру. Фактор толерантности Гольдшмидта $t = \frac{r_A + r_X}{\sqrt{2}(r_B + r_X)}$, где r обозначает радиус соответствующего иона, является мерой той степени, в которой данное соединение кристаллизуется в идеальной структуре перовскита. Если $t < 0,89$ или $t > 1,02$, структура имеет пониженную симметрию в виде ромбической или тетрагональной структуры с более низкими координационными числами [12]. Структура перовскита может быть принята с помощью широкого круга соединений в указанном выше стехиометрическом составе ABX_3 .

Для новых фотонных применений, очень важными соединениями являются галоидные перовскиты, которые содержат органическое или неорганическое соединение, как А катион (например метиламмония (MA^+), формамидиниум (FA^+) или Cs^+), металлический В катион (например, Pb^{2+} или Sn^{2+}) и переменный состав галоидных анионов X (Cl, Br, I). Благодаря их хорошей фактор толерантности ($t \approx 1$), а также широкое применение в фотонике, фотоэлектрические и оптоэлектронике, в этом обзоре обсуждаются в основном наноструктуры на основе неорганических и гибридных свинцово-галоидных перовскитов, т.е. (MA , FA , Cs), Pb (Cl, Br, I)₃.

1.2. Линейная оптика перовскитов

Оптические характеристики просто варьировать, изменяя анион X⁻, из-за зависимости от валентной зоны и зоны проводимости APbX_3 материалы по галогениды свинца ионной силы связывания уменьшающихся в последовательности $\text{Pb-Cl} < \text{Pb-Br} < \text{Pb-I}$ в соответствии с галогенами электроотрицательности. В зонах непроникновения для MAPbX_3 где один тип атома галогена занимает место X очень отличается: 3,09 (X = Cl), 2,32 (X = Br) и 1,7 эВ (X = I), [13], но вполне аналогичны CsPbX_3 : 3,0 (X = Cl) [14], 2,39 (X = Br) [15] и 1,73 эВ (X = I) [16]. Для MAPbX_3 это соответствует пику эмиссии и начала поглощения вблизи 400, 530 и 730 нм, соответственно. Кроме того, пики излучения и поглощения могут быть настроены путем включения стехиометрических смесей двух галогенидов. Такие смеси, например, $\text{MAPb}(\text{I}_{1-x}\text{Br}_x)$, где $0 \leq x \leq 1$, было показано, чтобы иметь возможность настраивать запрещенной зоны, и, следовательно, пик излучения и начало поглощения, в произвольное значение между пределом случаев [17-19]. Так как были рассчитаны, чтобы быть далеко от краев зон энергетические состояния способствовали большим катиона, A^+ практически не влияет на электронную структуру перовскита и играет роль кристаллической решетке стабилизирующего блока [20].

Важная особенность эмиссии свинец галоидных перовскитов является его экситонный характер. Существует целый ряд исследований, сообщающих противоречивые результаты на Ванье-Мотта энергия связи в 30-40 meV [21-23] или 15-20 meV [24] диапазон для MAPbBr_3 и значение 35-50 meV [21, 25] или 5-15 meV [26, 27] в MAPbI_3 . Такие расхождения могут быть отнесены к разности исследуемой структуры образцов и их морфологии.

Эти значения могут быть дополнительно увеличены путем сокращения кристаллической решетки с помощью введения Cs^+ катиона вместо органического катиона и замещение большого количества электроотрицательных атомов галогена для первоначально используемых видов. Энергия связи экситонов для CsPbCl_3 , CsPbBr_3 и CsPbI_3 наночастицы являются различны: 75 мэВ (5 нм), 40 мэВ (7 нм) и 20 мэВ (12 нм), соответственно [28]. Таким образом, экситоны в наномасштабе перовскита объектов могут выживать при комнатной температуре и получают узкие и эффективные фотолуминесценции в широком спектральном диапазоне (см. 3 а) ценный для многих фотонных приложений.

Металлоорганический галогенид перовскиты обычно имеют показатель преломления среднего уровня в видимом диапазоне (рис. 3 б) и резкое увеличение потерь вблизи экситонного состояния (рис. 3 с). В отличие от их ширины запрещенной зоны, показатель преломления, главным образом, зависит от морфологии кристаллов. MAPbI_3 в виде монокристалла, например, имеет показатель преломления, равный 2,45 при 800 нм, в то время как тот же материал на той же длине волны, как тонкая пленка имеет только $n = 1,95$.

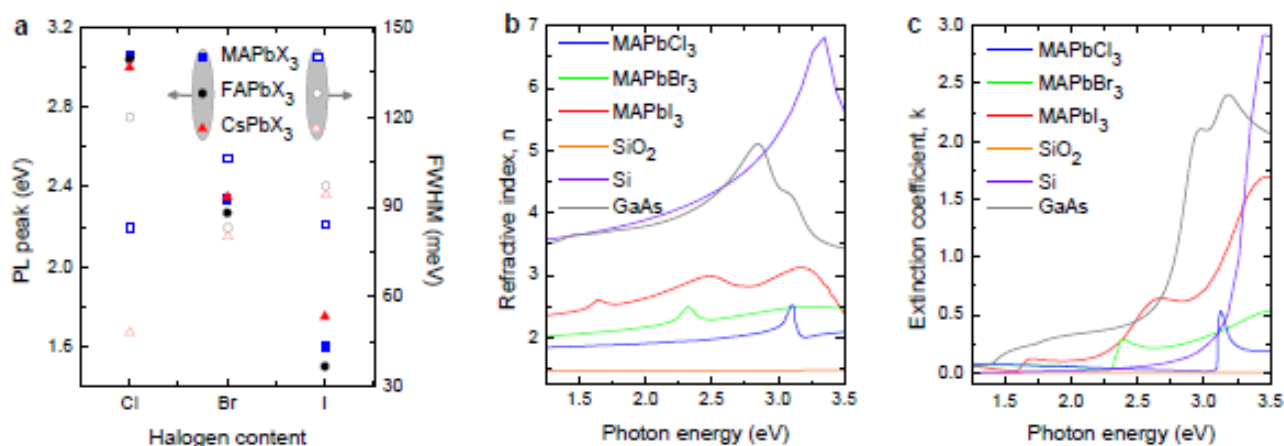


Рис.3. Оптические свойства свинец галоидных перовскитов. (а) Показатели преломления n и (б) коэффициенты экстинкции k из трех общих композиционных материалов: MAPbCl_3 , MAPbBr_3 , MAPbI_3 , наряду с SiO_2 , Si и GaAs , как сравнение. Данные для перовскитов были получены Leguy и соавт. через монокристаллическую эллипсометрию и из работы. [13-15] Для SiO_2 , Si и GaAs ; Фотолуминесценции пиковой энергии и значения FWHM для чистого хлорида, бромида и иодида перовскита тонких пленок в кубической фазе. Эти данные были собраны из работ. [16-24].

Насколько нам известно, не существует надежных экспериментальных данных по показателю преломления CsPbX_3 в литературе. Важно отметить, что действительная часть показателя преломления перовскитов значимо больше, чем для SiO_2 или большинство полимеров, что делает перовскиты перспективным материалом для создания резонансных наноструктур из-за достаточно высокой оптической контрастности.

Таблица 1. Экситонные параметры гибридных галоидных перовскитов

Соединение	ω_{exc} (eV)	μ_{exc} (m_e)	ω_p (eV)	γ (eV)
MAPbI_3	1,61	0,104	0,35	0,08
MAPbBr_3	2,34	0,113	0,45	0,06
MAPbCl_3	3,1	0,136	0,85	0,05

В целом, зависимость диэлектрической функции ϵ материалов с сильным экситонным вкладом по частоте (ω) и волновой вектор (k) [28], с учетом пространственной дисперсии задается

$$\epsilon(\omega, k) = \epsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega_{exc}^2 - \omega^2 + Dk^2 - i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где ω_{exc} является частота экситонного перехода, ω_p силы дипольного осциллятора, γ является коэффициентом затухания, ϵ_0 является фоновой диэлектрической постоянной и $Dk^2 = \hbar^2 k^2 \omega_{exc} / \mu_{exc}$ это термин, отвечающий за нелокальную реакцию.

Другой сильной стороной перовскитов является их коэффициент высокого поглощение при энергиях выше, чем экситонного состояния (рис. 3 с), который является желательным для фотогальванических и генерации приложений. Коэффициенты поглощения до $2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ в видимой области спектра было зарегистрировано [29].

2.3. Генерационные свойства

Перовскиты обладают высокой оптической длиной волны усиления и перестройки в диапазоне 400-1000 нм [30]. Видимый диапазон покрывается APbX_3 перовскитами, тогда как в генерации ближнего ИК-

диапазона был достигнут с CsSnI₃ перовскита материал [31]. Одна из самых высоких значений коэффициента усиления перовскита составляет 3200 см⁻¹ в работе [32], который в значительной степени зависит от качества пленки затрагивающие экситоны связывания выполнения над каждым энергию и подвижность. Эти значения усиления, полученные из галоидных перовскитов сопоставимы с теми, для коллоидных полупроводниковых квантовых точек [33] и конъюгированные полимерные тонкие пленки [34] при сравнимых интенсивностях возбуждения.

2.4. Нелинейная оптика перовскитов

Нелинейное поглощение и фотолюминесценция. CsPbBr₃ перовскит обладает очень сильной фотолюминесценцией (PL) с помощью электронной эффективной нелинейной где соответствующий трехфотонный (γ) и двухфотонное (β) коэффициент поглощение был измерен, $\gamma = 0,14 \pm 0,03$ см³/GW² при 1200 нм [35] а также $\beta = 4,57$ см/GW на 800 нм [36]. Эти значения два-три раза больше, чем у обычных полупроводников с аналогичными запрещенными зонами, такими как GaP и CdS [37]. Следует отметить, что ЗРА-активные вещества не обязательно люминесцентные под ЗРА особенно при комнатной температуре; например, ЗРА-индуцированной ФЛ в CdS является достаточно ярким только при криогенных температурах. Кроме того, ФЛ монокристалла CsPbBr₃ может быть линейно поляризованным [35]. Сильные нелинейности третьего порядка также наблюдалось в MAPbI₃ тонких пленок, в котором нелинейный показатель преломления равен $n_2 \approx 3,74 \times 10^{15}$ м²/Вт при длине волны 1064 нм [38], который на 3 порядка больше, чем у кремния. Эти нелинейные процессы в галоидных перовскитах были показаны, что подходит для лазерной синхронизации мод [38], а для электронной эффективной оптической накачки нанолазеров [36].

Генерация оптических гармоник. Несмотря на перовскиты, семья хорошо известный, отличный класс нелинейных оптических материалов для генерации второй гармоники (например, BaTiO₃), самые популярные галогеновые перовскитами (CsPbX₃ или MAPbX₃) гораздо меньше эффективно. Причина центросимметричная кристаллическая структура этих перовскитов (например, кубический), и даже несимметричная органическая молекула (например, MA=CH₃NO₃) не увеличивает второго порядка нелинейности [34, 35]. В связи с этим, необходимо изменить состав, чтобы сделать галогенид перовскита нецентросимметричным. Гигантский ГВГ наблюдались из галоидного перовскита, где был светодиод замещен германием (AGeX₃), выставления второго порядка отклика нелинейной ($\chi^{(2)}$ (CsGeI₃) = 125,3 pm/V, $\chi^{(2)}$ (MAGeI₃) = 161,0 pm/V) [37] сравнимо с обычными сильно нелинейными материалами, такими как $\chi^{(2)}$ (GaAs) = 750 pm/V. Тем не менее, создание на основе свинца галоидных перовскита с высоким $\chi^{(2)}$ значения по-прежнему сложные.

Терагерцовое излучение. В исх. [38] сильное излучение терагерцового от MAPbI₃ наблюдались в тонких пленках с амплитудой, сравнимые с монокристаллическими полупроводниками и рассчитанные высокими оптико-электронного ТГц преобразования эффективности недостатков ($\approx 10^3$). Было доказано, что испускаемый полей ТГц генерируется ультрабыстрый переходный фототок нормали к поверхности пленки, возникающий из за разного в соответствующей теплопроводности электронов и дырок, явление, известное как фото-Дембер эффект [39].

2.5. Динамическая возможность перестройки

Фото генерируемые носители. Поскольку поликристаллические перовскиты имеют субнаносекундный фотоноситель рекомбинационных жизни, переключение между резонансами может происходить на сверхбыстром масштабе времени. Кинетика фотоноситель рекомбинации, как было показано, хорошо моделируется уравнением скорости, заданной

$$\frac{dn}{dt} = -k_3 n^3 - k_2 n^2 - k_1 n \quad (2)$$

где k_1 , k_2 , а также k_3 константы скорости рекомбинации и n есть плотность фотоносителей [40]. Для низкого флюенс оптического, динамику фотоносителя преобладает мономолекулярный распада ($k_1 n$), в то время как при высоких давлениях влияний, динамика рекомбинации доминирует электронно-дырочной рекомбинации бимолекулярного ($k_2 n^2$) и рекомбинация Оже ($k_3 n^3$), соответственно [40]. В работе [41], мономолекулярные рекомбинации время жизнь [$\tau_{\text{rec}} (=k_1^{-1})$] для MAPbI₃ $\approx 7,8$ нс и для MAPbBr₃ \approx были измерены 0,5 нс при низкой оптической флюенсе. При более высоких влияний, другие материалы были оценены как: $k_3 n^2 \approx 2,5 \times 10^{10}$ s⁻¹ а также $k_2 n \approx 3,1 \times 10^9$ s⁻¹ для MAPbI₃ (фс-лазера 800 нм длина волны накачки с флюенсе 310 μ м); $k_3 n^2 \approx 5,5 \times 5,5 \times 10^{10}$ s⁻¹ а также $k_2 n \approx 8,3 \times 10^9$ s⁻¹ для MAPbBr₃ (фс-лазера 400 нм длина волны накачки с флюенсе 105 μ м). Плотность фотовозбужденных носителей, как правило, наблюдается до 10²⁰ см⁻³ что достаточно для модуляции перовскита пленки пропускания до уровня 10-30% для луча сигнала на частотах ТГц [41], и 0,1% уровень для видимого диапазона [43].

Миграция светоиндуцированных ионов. Как уже упоминалось выше, существенная настройка свинца галоидных перовскитов оптические свойства могут быть достигнуты путем синтеза гетерогалогенидов APbCl_{3-x}Br_x или APbBr_{3-x}I_x (0 < x < 3) структура. Тем не менее, MAPbBr_{3-x}I_x тонкие пленки демонстрируют обратимые (восстановлено в темноте) светоиндуцированные ионы миграции и формирование брома богатых и йод-богатых доменов при экстремально низких интенсивностях <100 мВт /см² [44]. Последние вели себя, как ловушки центров рекомбинации электронов и дырок. По этой причине ослабления излучения на 1,85 эВ и

разработка нового красного сдвинутого сигнала ФЛ при 1,68 эВ растут в интенсивности при постоянном освещении имели место в течение одной минуты.

Позже, Draguta и др. продемонстрировали влияния мощности накачки на скорость разделения фаз в MAPb (Br_{0,5} I_{0,5})₃. Эффект сегрегации является перспективной для интенсивности зависимой динамической спектральной перестройки перовскита нанобъектов, что является необычным механизмом для обычных материалов нанофотоники. Однако, несмотря на гигантские оптические изменения при низких интенсивностях, типичное время масштаба этого механизма вокруг 0,1-10 с, что на много порядков ниже по сравнению с широко распространенной Керрой как нелинейность [45].

Выводы.

В первую очередь этот класс материалов произвел революцию в области фотовольтаики, где на основе него уже достигнут уровень эффективности 23,3%, что приближается к значительно более дорогим аналогам на основе кремния. Также на основе перовскитов можно создавать светодиоды благодаря их превосходным люминесцентным свойствам. Светодиоды на основе перовскитов можно делать в диапазоне длин волн всего видимого излучения, при этом спектр почти не будет зависеть от размеров элемента, а только от свойств самого материала. Способность перовскитов поглощать свет также используется для изготовления эффективных фотодетекторов.

Однако совсем недавно стало ясно, что и с точки зрения нанофотоники перовскит представляет немалый интерес. Наноструктуры на основе перовскитов дешево производить, у них высокие значения показателя преломления, что позволяет локализовать свет и управлять им на наномасштабе, а также в них наблюдаются экситоны при комнатной температуре. Кроме того, этот материал удобно сочетать с другими типами наноструктур для получения новых оптических эффектов.

Признательность

Работа выполнена при поддержке проекта AP05130069 «Разработка нанотехнологии синтеза функциональных гальванических покрытий для комплектующих электрооборудования» научно-исследовательского института экспериментальной и теоретической физики Казахского Национального университета им. аль-Фараби.

Литература

1. M. Moskovits, *Reviews of Modern Physics* 57, 1985, 783.
2. E. Ozbay, *Science* 311, 2006, 189.
3. H. A. Atwater and A. Polman, *Nature Materials* 9, 2010, 205.
4. N. I. Zheludev and Y. S. Kivshar, *Nature Materials* 11, 917 (2012).
5. W. A. Murray and W. L. Barnes, *Advanced Materials* 19, 3771 (2007).
6. P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik, N. K. Emani, V. M. Shalae, and A. Boltasseva, *Laser & Photonics Reviews* 4, 795 (2010).
7. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, *Science* 354, aag2472 (2016).
8. S. W. Eaton, A. Fu, A. B. Wong, C.-Z. Ning, and P. Yang, *Nature Reviews Materials* 1, 16028 (2016).
9. M. A. Green, A. Ho-Baillie, and H. J. Snaith, *Nature Photonics* 8, 506 (2014).
10. B. R. Sutherland and E. H. Sargent, *Nature Photonics* 10, 295 (2016).
11. G. Rose, "De novis quibusdam fossilibus quae in montibus uraliis inveniuntur," (1839).
12. V. M. Goldschmidt, *Naturwissenschaften* 14, 477 (1926).
13. C. Li, J. Wei, M. Sato, H. Koike, Z.-Z. Xie, Y.-Q. Li, K. Kanai, S. Kera, N. Ueno, and J.-X. Tang, *ACS Applied Materials & Interfaces* 8, 11526 (2016).
14. K. Heidrich, W. Schaffer, M. Schreiber, J. Söchtig, G. Trendel, J. Treusch, T. Grandke, and H. Stolz, *Physical Review B* 24, 5642 (1981).
15. C. H. Ng, T. S. Rapolle, K. Hamada, S. H. Teo, H. N. Lim, J. Bisquert, and S. Hayase, *Scientific Reports* 8, 2482 (2018).
16. W. Ahmad, J. Khan, G. Niu, and J. Tang, *Solar RRL* 1, 1700048 (2017).
17. S. D. Stranks and H. J. Snaith, *Nature Nanotechnology* 10, 391 (2015).
18. N. J. Jeon, J. H. Noh, W. S. Yang, Y. C. Kim, S. Ryu, J. Seo, and S. I. Seok, *Nature* 517, 476 (2014).
19. J. S. Manser, J. A. Christians, and P. V. Kamat, *Chemical Reviews* 116, 12956 (2016).
20. W.-J. Yin, J.-H. Yang, J. Kang, Y. Yan, and S.-H. Wei, *Journal of Materials Chemistry A* 3, 8926 (2015).
21. K. Tanaka, T. Takahashi, T. Ban, T. Kondo, K. Uchida, and N. Miura, *Solid State Communications* 127, 619 (2003).
22. H. Kunugita, T. Hashimoto, Y. Kiyota, Y. Udagawa, Y. Takeoka, Y. Nakamura, J. Sano, T. Matsushita, T. Kondo, T. Miyasaka, and K. Ema, *Chemistry Letters* 44, 852 (2015).
23. Y. Yang, M. Yang, Z. Li, R. Crisp, K. Zhu, and M. C. Beard, *The Journal of Physical Chemistry Letters* 6, 4688 (2015).

24. J. Tilchin, D. N. Dirin, G. I. Maikov, A. Sashchiuk, M. V. Kovalenko, and E. Lifshitz, *ACS Nano* 10, 6363 (2016).
25. V. D'Innocenzo, G. Grancini, M. J. Alcocer, A. R. S. Kandada, S. D. Stranks, M. M. Lee, G. Lanzani, H. J. Snaith, and A. Petrozza, *Nature Communications* 5, 3586 (2014).
26. A. Miyata, A. Mitioglu, P. Plochocka, O. Portugall, J. T.-W. Wang, S. D. Stranks, H. J. Snaith, and R. J. Nicholas, *Nature Physics* 11, 582 (2015).
27. Y. Yang, D. P. Ostrowski, R. M. France, K. Zhu, J. Van De Lagemaat, J. M. Luther, and M. C. Beard, *Nature Photonics* 10, 53 (2016).
28. L. Protesescu, S. Yakunin, M. I. Bodnarchuk, F. Krieg, R. Caputo, C. H. Hendon, R. X. Yang, A. Walsh, and M. V. Kovalenko, *Nano Letters* 15, 3692 (2015).
29. D. B. Mitzi, *Progress in Inorganic Chemistry* (Wiley- Blackwell, 2007).
30. Q. Zhang, R. Su, W. Du, X. Liu, L. Zhao, S. T. Ha, and Q. Xiong, *Small Methods* 1, 1700163 (2017).
31. G. Xing, M. H. Kumar, W. K. Chong, X. Liu, Y. Cai, H. Ding, M. Asta, M. Gratzel, S. Mhaisalkar, N. Mathews, and T. C. Sum, *Advanced Materials* 28, 8191 (2016).
32. B. R. Sutherland, S. Hoogland, M. M. Adachi, P. Kanjanaboos, C. T. Wong, J. J. McDowell, J. Xu, O. Voznyy, Z. Ning, A. J. Houtepen, and E. H. Sargent, *Advanced Materials* 27, 53 (2015).
33. C. Dang, J. Lee, C. Breen, J. S. Steckel, S. Coe-Sullivan, and A. Nurmikko, *Nature Nanotechnology* 7, 335 (2012).
34. Z. E. Lampert, C. L. Reynolds Jr, J. M. Papanikolas, and M. O. Aboelfotoh, *The Journal of Physical Chemistry B* 116, 12835 (2012).
35. D. Clark, C. Stoumpos, F. Saouma, M. Kanatzidis, and J. Jang, *Physical Review B* 93, 195202 (2016).
36. Z. Liu, J. Yang, J. Du, Z. Hu, T. Shi, Z. Zhang, Y. Liu, X. Tang, Y. Leng, and R. Li, *ACS Nano* (2018).
37. V. Nathan, A. H. Guenther, and S. S. Mitra, *Journal of the Optical Society of America B* 2, 294 (1985).
38. R. Zhang, J. Fan, X. Zhang, H. Yu, H. Zhang, Y. Mai, T. Xu, J. Wang, and H. J. Snaith, *ACS Photon.* 3, 371 (2016).
39. G. Walters, B. R. Sutherland, S. Hoogland, D. Shi, R. Comin, D. P. Sellan, O. M. Bakr, and E. H. Sargent, *ACS Nano* 9, 9340 (2015).
40. G. Sharada, P. Mahale, B. P. Kore, S. Mukherjee, M. S. Pavan, C. De, S. Ghara, A. Sundaresan, A. Pandey, T. N. G. Row, and D. D. Sarma, *The Journal of Physical Chemistry Letters* 7, 2412 (2016).
41. C. C. Stoumpos, L. Frazer, D. J. Clark, Y. S. Kim, S. H. Rhim, A. J. Freeman, J. B. Ketterson, J. I. Jang, and M. G. Kanatzidis, *Journal of the American Chemical Society* 137, 6804 (2015).
42. B. Guzelurk, R. A. Belisle, M. D. Smith, K. Bruening, R. Prasanna, Y. Yuan, V. Gopalan, C. J. Tassone, H. I. Karunadasa, M. D. McGehee, and A. M. Lindenberg, *Advanced Materials* 30, 1704737 (2018).
43. P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, and X.-C. Zhang, *Journal of Applied Physics* 91, 5533 (2002).
44. J. H. Noh, S. H. Im, J. H. Heo, T. N. Mandal, and S. I. Seok, *Nano Letters* 13, 1764 (2013).
45. A. Chanana, X. Liu, C. Zhang, Z. V. Vardeny, and A. Nahata, *Science Advances* 4, eaar7353 (2018).

HALIDE-PEROVSKITE RESONANT NANOPHOTONICS

Abstract. Halide perovskites have emerged recently as promising materials for many applications in photovoltaics and optoelectronics. Recent studies of their optical properties suggest many novel opportunities for a design of advanced nanophotonic devices due to low-cost fabrication, high values of the refractive index, existence of excitons at room temperatures, broadband bandgap tunability, high optical gain and nonlinear response, as well as simplicity of their integration with other types of structures. This paper provides an overview of the recent progress in the study of optical effects originating from structured perovskites, including their potential applications.

Key words: halide perovskite, optical properties, nanophotonics, photovoltaics.

Джаманбаева Г.Т. (КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан.

Яр-Мухамедова Г.Ш. е-почта: gulmira-alma-ata@mail.ru, gulsara.jamanbayeva@mail.ru

Захидов А.А. Университет Техаса в Далласе, Даллас, США, Zakhidov@utdallas.edu)