

08

## Формирование наночастиц натрия и калия при локальном электронном облучении щелочно-галогидных кристаллов

© А.И. Сидоров,<sup>1</sup> У.В. Юрина,<sup>2</sup> О.А. Подсвиров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: sidorov@oi.ifmo.ru

Поступило в Редакцию 3 января 2019 г.

В окончательной редакции 3 января 2019 г.

Принято к публикации 4 февраля 2019 г.

Экспериментально показано, что при локальном облучении кристаллов NaCl, KCl и KBr электронами с энергией 50 keV в них формируются сферические металлические наночастицы натрия и калия, обладающие плазмонными резонансами в видимой области спектра. Представлены спектры оптической плотности кристаллов после облучения электронами с разной дозой. Методами численного моделирования изучены вероятность нахождения наночастиц в твердой или жидкой фазе, а также интерференционные эффекты, возникающие в облученной зоне кристаллов.

DOI: 10.21883/JTF.2019.07.47803.2-19

### Введение

Оптические материалы с наночастицами металлов находят применение в качестве цветных оптических фильтров, нелинейно-оптических сред [1–5] и сред для записи оптической информации [6–8]. В ряде работ теоретически показано, что прозрачные среды с наночастицами металлов могут обладать свойствами метаматериалов, и на их основе могут быть созданы суперлинзы [9–12]. Для формирования наночастиц металлов в оптических материалах может быть использован ряд методов. Наночастицы металлов могут быть сформированы в стеклах, содержащих ионы металла, непосредственно при его синтезе в восстановительных условиях [13], методом ионной имплантации [14] или ионного обмена [15] с последующей термообработкой, методом фототермоиндуцированной кристаллизации [13,16], лазерным облучением с последующей термообработкой стекла [6], а также электронно-лучевым методом [17–21]. Достоинством последнего метода является то, что наночастицы металла диаметром 5–10 nm могут быть сформированы в стекле локально, в том числе в нанометровых масштабах.

Основной особенностью локального облучения диэлектриков электронами с относительно низкой энергией ( $E = 5–100$  keV) является то, что электроны теряют энергию и накапливаются в тонком приповерхностном слое материала, ограниченном по трем координатам. При этом под поверхностью формируется область отрицательного заряда, образованная термализованными электронами. Как теоретически показано в [22], заряд в этой области располагается слоями, параллельными поверхности. Причиной этого является различие в подвижности положительных и отрицательных носителей заряда (например, электронов и дырок или подвижных

положительных ионов). Напряженность электрического поля в этих слоях может достигать 100 kV/cm [22]. В результате этого происходит полевая миграция подвижных положительных ионов из объема материала в область отрицательного заряда, где эти ионы восстанавливаются термализованными электронами. Таким образом, локальное электронное облучение приводит к существенному перераспределению компонентов материала и увеличению концентрации подвижных компонентов в тонком слое вблизи поверхности. Экспериментально это было подтверждено в работе [18] на примере силикатного стекла с серебром. Данный метод позволяет формировать тонкие приповерхностные композитные слои с металлическими наночастицами, которые могут обладать свойствами плазмонных волноводов и других плазмонных наноструктур, метаповерхностей, нанопроводников электрического тока, а также записывать оптическую информацию в субмикронных масштабах.

Как правило, в оптических материалах синтезируют наночастицы благородных металлов (Ag, Au, Pt) и меди. В то же время наночастицы щелочных металлов, имеющие плазмонные резонансы в видимой области спектра [23], также представляют практический интерес для создания нелинейно-оптических сред и сред для записи оптической информации. В работах [24–26] показано, что при  $\gamma$ -облучении кристаллов LiF и последующей термообработке в них формируются металлические наночастицы Li, обладающие плазмонным резонансом на длине волны 550 nm. В кристаллах NaF аналогичным методом могут быть сформированы наночастицы Na [26]. В работе [27] показано, что при синтезе натриево-содержащих фторфосфатных стекол в восстановительных условиях в стекле формируются наночастицы натрия. В работе [28] экспериментально показано, что

сферические наночастицы натрия, обладающие плазмонным резонансом на длине волны  $\lambda = 405\text{--}410\text{ nm}$ , могут быть сформированы в натриево-силикатном стекле с помощью электронного облучения и последующей термообработки выше температуры стеклования. Методами численного моделирования в настоящей работе установлено, что наночастицы состоят из сферического ядра из твердого (возможно, жидкого) натрия, и содержат оболочку из оксида натрия, окруженную внешней вакуумной или газовой оболочкой. При локальном электронном облучении монокристаллов фторидов в них могут быть сформированы металлические наночастицы Li, Mg, Ca и Ba [29,30]. Причем плазмонные резонансы наночастиц Mg имеют форму, характерную для плазмонных резонансов вытянутых сфероидов [30].

Целями настоящей работы было экспериментальное исследование возможности синтеза наночастиц натрия и калия в монокристаллах NaCl, KCl и KBr методом локального электронного облучения, а также изучение особенностей структуры и других особенностей таких наночастиц методами оптической спектроскопии и численного моделирования.

## Методики экспериментов и численного моделирования

В экспериментах использовались полированные пластины монокристаллов NaCl, KCl и KBr толщиной 3–4 мм. Облучение электронами проводилось на сканирующем электронном микроскопе JEVD-2 с энергией электронов  $E = 50\text{ keV}$ . Плотность электронного тока составляла  $j = 50\text{ }\mu\text{A/cm}^2$ , доза электронного облучения  $Q$  варьировала в диапазоне 10–100 мС/см<sup>2</sup>. Расчет показывает, что для указанной энергии электронов максимум их энергетических потерь находится на глубине 10–15  $\mu\text{m}$  в зависимости от материала монокристалла. Диаметр облученной зоны определялся удобством оптических измерений и был равен 2 мм. Для удаления поверхностного заряда при облучении образцы покрывались слоем Al толщиной 50 нм, который после облучения удалялся. Образцы облучались при комнатной температуре, однако расчет показывает, что при  $E = 50\text{ keV}$  и  $j = 50\text{ }\mu\text{A/cm}^2$  приповерхностный слой кристалла толщиной 1  $\mu\text{m}$  нагревается до 180–190 °С. Температуры плавления Na и K равны 97.8 и 63.5 °С соответственно [31]. Очевидно, что наночастицы Na и K, формирующиеся в процессе облучения, исходно находятся в жидкой фазе. Можно предположить, что и после облучения они могут находиться в жидкой фазе в виде переохлажденной жидкости.

В связи с высокой химической активностью щелочных металлов приготовление образцов для получения ТЕМ-изображений (Transmission Electron Microscopy) не представлялось возможным. Поэтому измерения после облучения проводились методами оптической спектроскопии.

Спектры оптической плотности измерялись на спектрофотометре Lambda 650 (Perkin Elmer) в диапазоне длин волн 300–800 нм с шагом 1 нм при комнатной температуре.

Численное моделирование сечений поглощения наночастиц  $\sigma_a$  проводилось в дипольном квазистатическом приближении [32,33], которое справедливо для наночастиц, имеющих размер много меньший длины волны (как правило, менее 20 нм). Сечение поглощения наночастицы определяется выражением [32]

$$\sigma_a = k\text{Im}(\delta), \quad (1)$$

где  $\delta$  — поляризуемость наночастицы,  $k$  — волновое число ( $k = 2\pi/\lambda$ ).

Поляризуемость сферической наночастицы может быть определена по формуле [32]

$$\delta = 4\pi r^3 \frac{\epsilon_p - \epsilon_h}{\epsilon_p + 2\epsilon_h}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_h$ ,  $\epsilon_p$  — диэлектрические проницаемости окружающей среды и наночастицы соответственно;  $r$  — радиус наночастицы. При моделировании радиус наночастиц принимался равным 5 нм.

Как будет показано ниже, наиболее реалистичной моделью в нашем случае является металлическая наночастица с диэлектрической оболочкой. Для сферической наночастицы с оболочкой выражение для поляризуемости имеет вид [32]

$$\delta = 4\pi r_s^3 \frac{\epsilon_s \epsilon_a - \epsilon_h \epsilon_b}{\epsilon_s \epsilon_a + 2\epsilon_h \epsilon_b}, \quad (3)$$

$$\epsilon_a = \epsilon_c(3 - 2P) + 2\epsilon_s P,$$

$$\epsilon_b = \epsilon_c + \epsilon_s(3 - P), \quad P = 1 - \left(\frac{r_c}{r_s}\right)^3.$$

Здесь  $\epsilon_h$ ,  $\epsilon_c$ ,  $\epsilon_s$  — диэлектрические проницаемости среды, ядра и оболочки наночастицы соответственно;  $r_c$  — радиус ядра;  $r_s$  — радиус оболочки. Условием возникновения плазмонного резонанса является обращение в нуль действительной части знаменателя поляризуемости наночастицы [33].

При электронном облучении металлические наночастицы образуют под поверхностью кристалла тонкий композитный слой, в котором может происходить интерференция. Расчет оптических свойств трехслойной интерференционной системы с композитным слоем, содержащим металлические наночастицы, проводился по формулам Френеля.

Для оценки фактора заполнения композитного слоя наночастицами с оболочкой использовался метод „гомогенизации“ [34]. Для этого вводилась эквивалентная наночастица без оболочки и определялась ее эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  с учетом размерных эффектов [34,35] на основании теорий М. Гарнетта и Дж. Ми:

$$\frac{\epsilon - 1}{(\epsilon + 2) - (\epsilon - 1)x^2 - (\epsilon - 1)x^3 2i/3} = \frac{3ia_1}{2x^3} P. \quad (4)$$

Здесь  $p = rc^3/rs^3$ ;  $a_1$  — дипольный электрический коэффициент из теории Дж. Ми, связанный с поляризуемостью наночастицы выражением:

$$\delta = \frac{3ia_1}{2x^3}, \quad x = \frac{2\pi r_s}{\lambda},$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения.

Затем определялся фактор заполнения  $f$  композитного слоя с эквивалентными наночастицами с использованием теории М. Гарнетта:

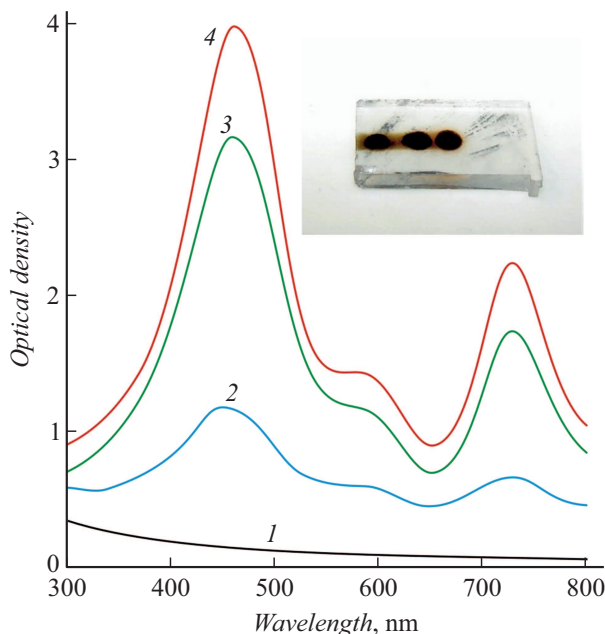
$$\frac{\epsilon_{\text{eff}} - \epsilon_h}{\epsilon_{\text{eff}} + 2\epsilon_h} = f \frac{\epsilon - \epsilon_h}{\epsilon + 2\epsilon_h}. \quad (5)$$

Здесь  $\epsilon_{\text{eff}}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость композитного слоя.

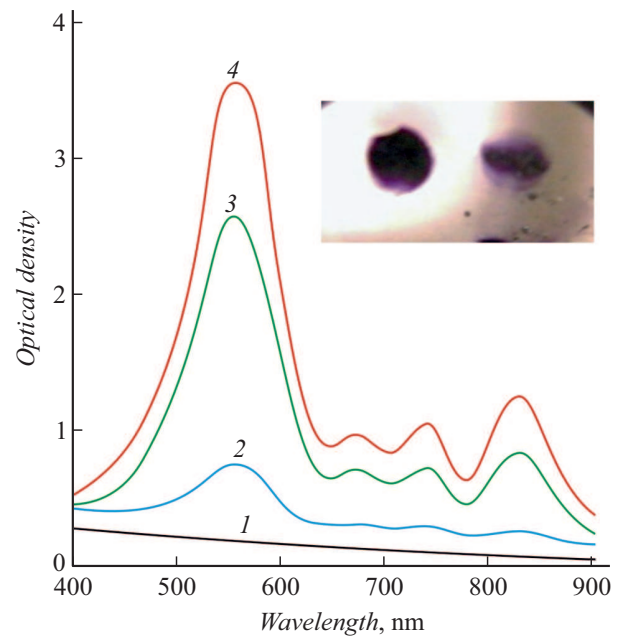
При численном моделировании использовались оптические константы NaCl, KCl и KBr из [36,37]. Дисперсия оптических констант Na и K в твердой и жидкой фазах задавалась по данным, приведенным в [36–39].

## Экспериментальные результаты

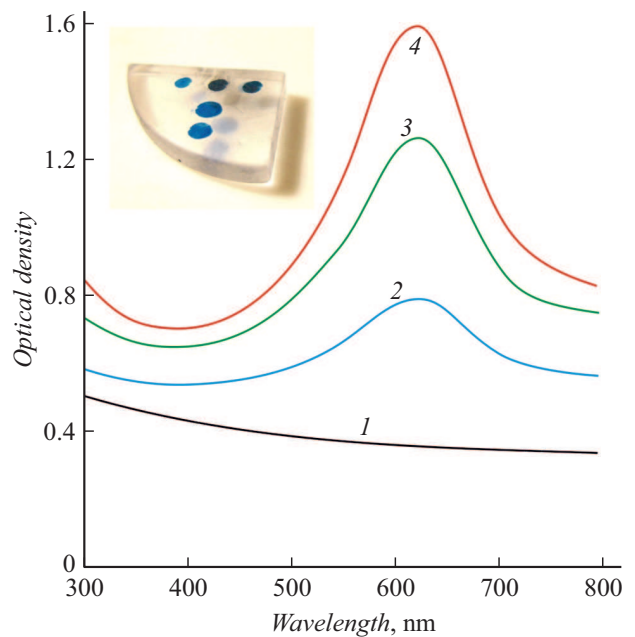
На рис. 1 приведены спектры оптической плотности кристалла NaCl до и после электронного облучения. Из рисунка видно, что облучение электронами приводит к появлению полосы поглощения в спектральном интервале 350–550 nm с максимумом на  $\lambda = 450$  nm. Увеличение дозы облучения приводит к увеличению амплитуды данной полосы поглощения. На спектре также появляются две полосы поглощения с максимумами на



**Рис. 1.** Спектры оптической плотности монокристалла NaCl до (1) и после (2, 3) электронного облучения: 2 —  $Q = 10$ , 3 — 50, 4 —  $100 \text{ mC/cm}^2$ . На вставке — фотография кристалла NaCl после электронного облучения.

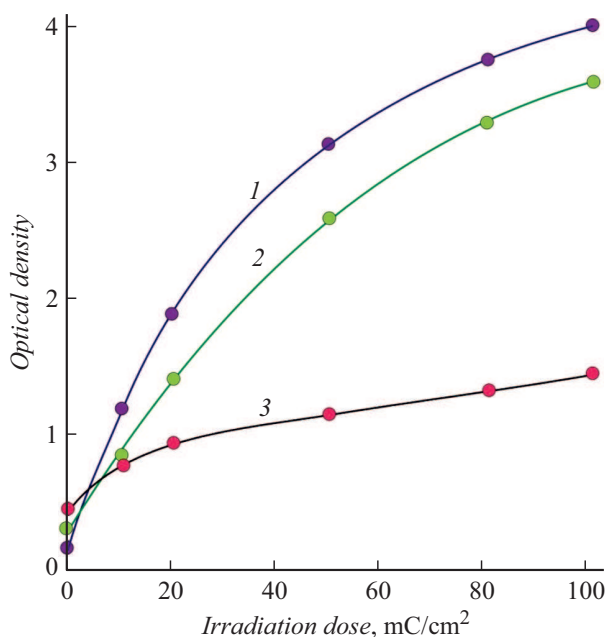


**Рис. 2.** Спектры оптической плотности монокристалла KCl до (1) и после (2, 3) электронного облучения: 2 —  $Q = 10$ , 3 — 50, 4 —  $100 \text{ mC/cm}^2$ . На вставке — фотография кристалла KCl после электронного облучения.



**Рис. 3.** Спектры оптической плотности монокристалла KBr до (1) и после (2, 3) электронного облучения: 2 —  $Q = 10$ , 3 — 50, 4 —  $100 \text{ mC/cm}^2$ . На вставке — фотография кристалла KBr после электронного облучения.

$\lambda = 580$  и  $730$  nm, амплитуда которых также увеличивается при увеличении дозы облучения. В облученной зоне кристалла появляется окраска, цвет которой изменяется от темно-коричневого до черного (см. вставку на



**Рис. 4.** Зависимость оптической плотности в максимуме основной полосы поглощения от дозы электронного облучения: 1 — NaCl ( $\lambda = 450$  nm), 2 — KCl ( $\lambda = 550$  nm), 3 — KBr ( $\lambda = 610$  nm).

рис. 1). Из вставки также видно, что изменение окраски происходит и в области перемещения электронного луча между зонами облучения. Это указывает на то, что даже при дозах облучения, меньших  $1 \text{ mC/cm}^2$ , в приповерхностной области кристалла происходят заметные изменения. Учитывая малую толщину поглощающего слоя, можно оценить коэффициент поглощения в максимуме кривой 4 ( $\lambda = 450$  nm), как превышающий  $1000 \text{ cm}^{-1}$ .

На рис. 2 приведены спектры оптической плотности кристалла KCl до и после электронного облучения. Как видно из рисунка, облучение электронами приводит к появлению полосы поглощения в спектральном интервале  $450\text{--}650$  nm с максимумом на  $\lambda = 550$  nm, а также трех дополнительных полос с максимумами на  $\lambda = 660$ ,  $730$  и  $830$  nm. Увеличение дозы облучения приводит к увеличению амплитуды этих полос поглощения. В облученной зоне кристалла появляется окраска, цвет которой изменяется от светло- до темно-сиреневого (см. вставку в рис. 2).

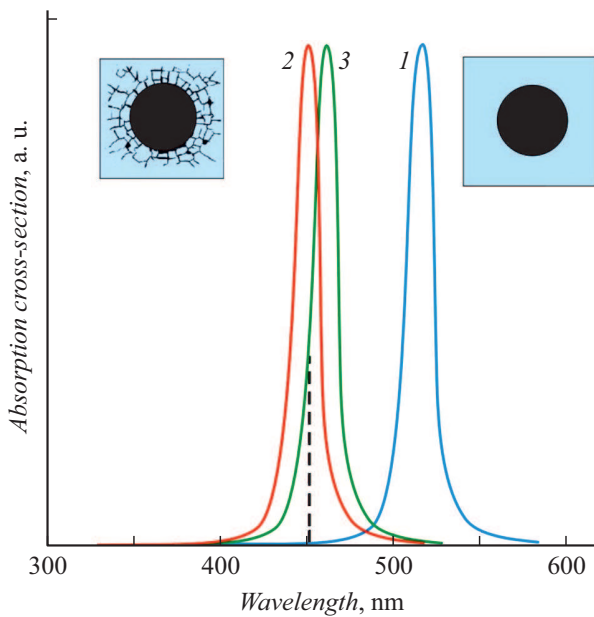
Локальное электронное облучение кристаллов KBr также приводит к появлению интенсивной и широкой полосы поглощения в облученной зоне (рис. 3). Данная полоса расположена в спектральном интервале  $450\text{--}700$  nm и имеет максимум на  $\lambda = 610$  nm. Дополнительные полосы поглощения в данном случае отсутствуют. Амплитуда полосы поглощения увеличивается при увеличении дозы электронного облучения. В облученной зоне кристалла появляется окраска, цвет которой изменяется от светло- до темно-синего (см. вставку в рис. 3).

Зависимости оптической плотности в максимуме основной полосы поглощения от дозы электронного облучения для кристаллов NaCl, KCl, и KBr показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что на начальных участках зависимостей увеличение дозы облучения приводит к резкому увеличению оптической плотности. При  $Q > 30 \text{ mC/cm}^2$  зависимости становятся более пологими. Для кристалла NaCl при увеличении дозы облучения от 0 до  $100 \text{ mC/cm}^2$  происходит увеличение оптической плотности в 40 раз, для кристалла KCl — в 12 раз, для кристалла KBr — в 3.2 раза. Для всех трех типов кристаллов при их хранении при комнатной температуре окраска и поглощение в облученной зоне сохраняются, как минимум, в течение нескольких месяцев. Термообработка при  $300^\circ\text{C}$  в течение 1 h приводит к незначительному уменьшению интенсивности окраски и амплитуды полос поглощения.

## Обсуждение результатов

Как было отмечено во Введении, основными процессами, инициирующими образование наночастиц в облученной зоне, являются формирование области отрицательного заряда вблизи поверхности кристалла, полевая миграция положительных ионов металла в эту область и их восстановление термализованными электронами. Радиационные дефекты, возникающие при электронном облучении, и нагрев приповерхностного слоя кристалла электронным лучом повышают эффективность процесса полевой миграции. В результате в облученной зоне существенно увеличивается концентрация атомов металла. Конкурирующим процессом является ионизация атомов металла быстрыми электронами. Однако возникающие при этом свободные электроны в основном остаются в облученной зоне и могут снова участвовать в процессе восстановления ионов металла. С энергетической точки зрения атомам металла выгодно группироваться в субнаноразмерные молекулярные кластеры  $\text{Na}_n$  и  $\text{K}_n$ , а затем и в наночастицы, так как потенциальная энергия таких структур по мере увеличения их размеров уменьшается [40]. В результате в облученной зоне кристалла формируются металлические наночастицы, обладающие плазмонным резонансом. Рассмотрим особенности этих наночастиц, следующие из спектрального положения и формы полос поглощения, соответствующих плазмонному резонансу.

Плазмонные полосы поглощения с максимумами на  $\lambda = 450$  nm для NaCl,  $\lambda = 550$  nm для KCl и  $\lambda = 610$  nm для KBr симметричны, что указывает на то, что наночастицы имеют сферическую форму, а их размеры много меньше длины волны. В то же время численное моделирование показывает, что спектральное положение их полос поглощения смещено в коротковолновую область спектра по сравнению с плазмонными резонансами наночастиц, окруженных сплошным идеальным кристаллом соответствующего состава. На рис. 5 показаны спектры



**Рис. 5.** Расчетные нормированные спектры сечения поглощения сферических наночастиц Na в кристалле NaCl: 1 — твердый Na в идеальном кристалле, 2 — твердый Na в оболочке из дефектов кристалла, 3 — жидкий Na в оболочке из дефектов кристалла. Штрих — спектральное положение максимума плазмонного резонанса, полученное в эксперименте. На вставках — геометрия наночастиц.

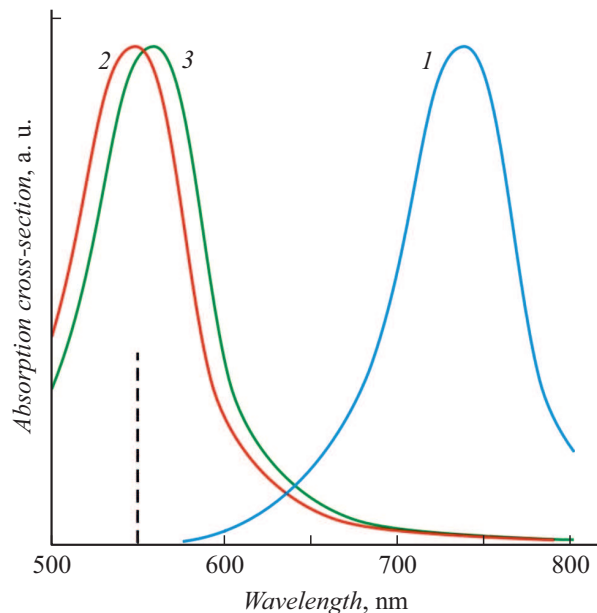
сечения поглощения сферической наночастицы Na в матрице NaCl (кривая 1) и наночастицы Na с оболочкой, имеющей показатель преломления меньший, чем показатель преломления NaCl (кривая 2). Из рисунка видно, что при показателе преломления оболочки  $n_s = 1.4$  расчетный максимум плазмонного резонанса совпадает с экспериментальным результатом. При моделировании толщина оболочки была выбрана равной 7 nm. Дальнейшее увеличение толщины оболочки практически не влияет на спектральное положение плазмонного резонанса, так как в этом случае наночастица „воспринимает“ оболочку как протяженную окружающую среду. Появление оболочки с низким показателем преломления вызвано образованием большого количества кристаллических дефектов вокруг наночастицы из-за уменьшения концентрации ионов Na в кристаллической решетке. Второй причиной образования оболочки является появление нанотрещин в кристалле вокруг наночастицы из-за локальных механических напряжений, возникающих при росте наночастицы (см. вставку в рис. 5). Спектральное уширение плазмонной полосы, измеренной в эксперименте, связано с разбросом показателей преломления и толщины оболочек вокруг наночастиц Na в облученной зоне кристалла, а также с отклонением их формы от сферической.

Так как существует вероятность того, что при электронном облучении в стекле формируются наночастицы Na, находящиеся в жидкой фазе, было проведено числен-

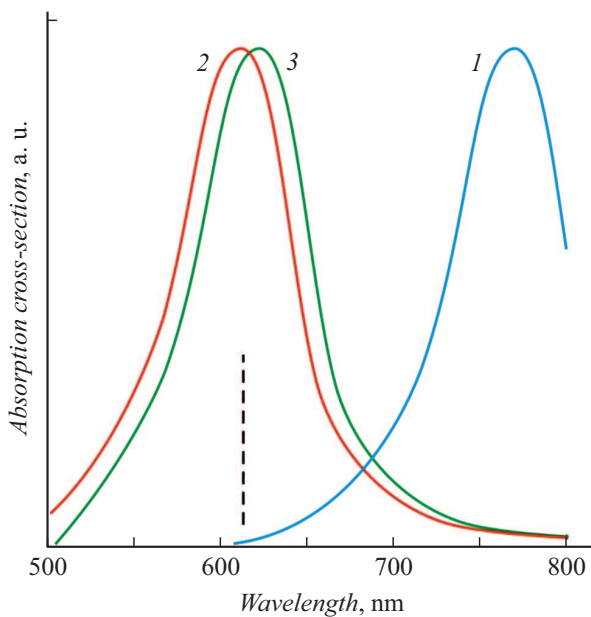
ное моделирование сечения поглощения сферической жидкой наночастицы Na в кристалле NaCl с оболочкой, описанной выше. Результат показан на рис. 5, кривая 3. Из рисунка видно, что в этом случае происходит незначительное длинноволновое смещение плазмонной полосы поглощения. Данный эффект выражен слабо, так как оптические константы Na в твердой и жидкой фазах отличаются незначительно. Поскольку экспериментально измеренная плазмонная полоса поглощения наночастиц Na имеет значительную спектральную ширину, ответить на вопрос, в твердой или жидкой фазе находятся наночастицы Na, по результатам оптических измерений не представляется возможным.

Аналогичное численное моделирование было проведено для сферических наночастиц K в кристаллах KCl и KBr. Результаты представлены на рис. 6 и 7. Из рисунков видно, что, как и в случае наночастиц Na, с экспериментальными результатами согласуется сечение поглощения наночастиц с оболочкой, имеющей низкий показатель преломления. Для KCl наилучшее согласование реализуется при  $n_s = 1.3$ , для KBr — при  $n_s = 1.36$ . Из рисунков также видно, что численное моделирование не позволяет достоверно определить, в твердой или жидкой фазе находятся наночастицы K.

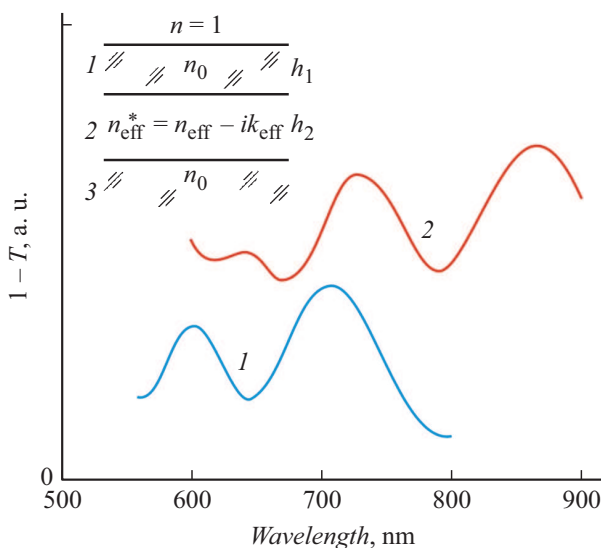
Рассмотрим возможную причину возникновения особенностей в длинноволновой части спектров оптической плотности, показанных на рис. 1 и 2. При облучении электронами кристаллов NaCl, KCl и KBr в них возникают радиационные дефекты, такие как F-, F<sub>2</sub>- и F<sub>3</sub>-центры [41]. Однако спектральное положение



**Рис. 6.** Расчетные нормированные спектры сечения поглощения сферических наночастиц K в кристалле KCl: 1 — твердый K в идеальном кристалле, 2 — твердый K в оболочке из дефектов кристалла, 3 — жидкий K в оболочке из дефектов кристалла. Штрих — спектральное положение максимума плазмонного резонанса, полученное в эксперименте.



**Рис. 7.** Расчетные нормированные спектры сечения поглощения сферических наночастиц К в кристалле КВг: 1 — твердый К в идеальном кристалле, 2 — твердый К в оболочке из дефектов кристалла, 3 — жидкий К в оболочке из дефектов кристалла. Штрих — спектральное положение максимума плазмонного резонанса, полученное в эксперименте.



**Рис. 8.** Расчетные интерференционные спектры трехслойной структуры, показанной на вставке: 1 — для кристалла NaCl, 2 — для кристалла KCl;  $n_0$  — показатель преломления кристалла NaCl или KCl.

их полос поглощения не совпадает с особенностями спектров, показанных на рис. 1–3. Кроме того, такие дефекты при комнатной температуре нестабильны [41]. Причиной образования этих спектральных особенностей может быть следующее. При электронном облучении диэлектриков в них формируются тонкие заряженные

слои, параллельные облучаемой поверхности и расположенные под ней [22]. Таким же образом располагаются и металлические наночастицы [18]. Так как в композитном слое, содержащем наночастицы, его эффективный комплексный показатель преломления ( $n_{\text{eff}}^* = n_{\text{eff}} - ik_{\text{eff}}$ ) отличается от показателей преломления окружающих слоев, в такой слоистой структуре может возникать интерференция, приводящая к модуляции коэффициента пропускания  $T$ . Геометрия такой трехслойной интерференционной структуры показана на вставке в рис. 8. При моделировании проводилось варьирование толщины слоев и эффективного показателя преломления центрального слоя для обеспечения соответствия спектральных зависимостей  $(1-T)$  экспериментальным спектральным зависимостям оптической плотности. Результаты численного моделирования показаны на рис. 8. Расчетные характеристики слоев приведены в таблице.

Кристалл	$n_{\text{eff}}$	$k_{\text{eff}}$	$h_1, \mu\text{m}$	$h_2, \mu\text{m}$	$f$
NaCl	1.3	0.0065	0.55	1.28	0.27
KCl	1.2	0.0050	0.42	1.95	0.25

Сравнивая спектры, показанные на рис. 8, с особенностями на спектрах оптической плотности, показанными на рис. 1 и 2, можно сделать вывод, что эти особенности вызваны интерференционными эффектами в композитном слое, содержащем наночастицы. Интерференционные полосы отсутствуют в спектральном интервале плазмонных резонансов наночастиц Na и K (см. рис. 1–3). Причиной этого является высокое поглощение в данных спектральных интервалах, что существенно уменьшает эффективность интерференции. Из таблицы видно, что эффективные показатели преломления композитных слоев с наночастицами, полученные путем оптимизации расчетных спектров интерференции, близки к единице. Причиной этого является низкий показатель преломления металлических Na и K в данном спектральном интервале (для Na  $n \approx 0.035$ , для K  $n \approx 0.05$  [35–37]).

Расчетные величины эффективных показателей преломления и поглощения композитного слоя с наночастицами и величины поляризуемостей наночастиц с оболочкой (3) позволяют оценить фактор заполнения (4), (5) композитного слоя наночастицами. Из таблицы видно, что фактор заполнения  $f$  составляет 0.25–0.27, что является вполне реалистичной оценкой.

Расчетные величины эффективных показателей преломления и поглощения композитного слоя с наночастицами и величины поляризуемостей наночастиц с оболочкой (3) позволяют оценить фактор заполнения (4), (5) композитного слоя наночастицами. Из таблицы видно, что фактор заполнения  $f$  составляет 0.25–0.27, что является вполне реалистичной оценкой.

## Заключение

Показано, что при локальном облучении электронами монокристаллов NaCl, KCl и KBr в тонком приповерхностном слое кристаллов формируются сферические наночастицы Na и K, обладающие плазмонными

резонансами и имеющие оболочки из дефектов кристаллической решетки. Оптические методы не позволяют определить, в каком состоянии, твердом или жидком, находятся наночастицы при комнатной температуре. Эффективный показатель преломления композитного слоя с наночастицами лежит в диапазоне 1.2–1.3. Низкий эффективный показатель преломления композитного слоя приводит к появлению интерференционных эффектов. Полученные результаты могут быть использованы в устройствах нанофотоники и нелинейной оптики, а также при создании метаматериалов.

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Проект 16.1651.2017/4.6).

### Список литературы

- [1] *Hache F., Ricard D., Flytzanis C.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. Vol. 3. N 12. P. 1647–1655.
- [2] *Haus J.W., Kalyaniwalla N., Inguwa R.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. Vol. 6. N 4. P. 797–807.
- [3] *Hamanaka Y., Nakamura A., Omi S.* // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. N 12. P. 1712–1714.
- [4] *Kyong M., Lee M.* // Opt. Comm. 1999. Vol. 171. N 11. P. 145–148.
- [5] *Francois L., Mostafavi M., Belloni J.* // Non-Lin. Opt. 2001. Vol. 27. N 1–4. P. 319–329.
- [6] *Ignatiev A.I., Klyukin D.A., Leontieva V.S., Nikonorov N.V., Shakhverdov T.A., Sidorov A.I.* // Opt. Mater. Expr. 2015. Vol. 5. N 7. P. 1635–1646.
- [7] *Taylor A.B., Michaux P., Mohsin A.S.M., Chon J.W.M.* // Opt. Express. 2014. Vol. 22. P. 13234–13243.
- [8] *Bellec I.M., Royon A., Bousquet B., Bourhis K., Treguer M., Cardinal T., Richardson M., Canioni L.* // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 10304–10318.
- [9] *Zhang S., Fan W., Malloy K.J., Brueck S.R.J., Panoiu N.C., Osgood R.M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. Vol. 23. P. 434–438.
- [10] *Kildishev A.V., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.-K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Shalaev V.M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. Vol. 23. P. 423–433.
- [11] *Shi L., Gao L., He S., Li B.* // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 045116-1–6.
- [12] *Cai W., Genov D.A., Shalaev V.M.* // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 193101-1–4.
- [13] Silver nanoparticles / Ed. by D.P. Perez. Vukovar: In-Tech, 2010. 334 p.
- [14] *Stepanov A.L.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2003. Vol. 4. P. 45–50.
- [15] *Sgibnev E.M., Ignatiev A.I., Nikonorov N.V., Efimov A.M., Postnikov E.S.* // J. Non-Cryst. Sol. 2013. Vol. 378. P. 213–226.
- [16] *Dubrovina V.D., Ignatiev A.I., Nikonorov N.V., Sidorov A.I., Shakhverdov T.A., Agafonova D.S.* // Opt. Mater. 2014. Vol. 36. P. 753–759.
- [17] *Podsvirov O.A., Ignatiev A.I., Nashchekin A.V., Nikonorov N.V., Sidorov A.I., Tsekhomskii V.A., Usov O.A., Vostokov A.V.* // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B. 2010. Vol. 268. P. 3103–3108.
- [18] *Игнатъев А.И., Нащекин А.В., Неведомский В.М., Подсви́ров О.А., Сидоров А.И., Соловьёв А.П., Усов О.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 75–80. [*Ignatiev A.I., Nashchekin A.V., Nevedomsky D.M., Podsvirov O.A., Sidorov A.I., Soloviev A.P., Usov O.A.* // Techn. Phys. 2011. Vol. 56. P. 662–667.]
- [19] *Подсви́ров О.А., Сидоров А.И., Цехомский В.А., Востоков А.В.* // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 9. С. 1776–1779. [*Podsvirov O.A., Sidorov A.I., Tsekhomskii V.A., Vostokov A.V.* // Phys. Sol. Stat. 2010. Vol. 52. P. 1906–1909.]
- [20] *Востоков А.В., Верзин И.А., Игнатъев А.И., Подсви́ров О.А., Сидоров А.И.* // Опт. и спектр. 2010. Т. 109. С. 407–412. [*Vostokov A.V., Verzin I.A., Ignatiev A.I., Podsvirov O.A., Sidorov A.I.* // Opt. Spectr. 2010. Vol. 109. N 3. P. 366–371.]
- [21] *Sidorov A.I., Yurina U.V., Rakhmanova G.R., Shinkarenko M.N., Podsvirov O.A., Fedorov Y.K., Nashchekin A.V.* // J. Non-Cryst. Sol. 2018. Vol. 499. P. 278–282.
- [22] *Touzain M., Goeriot D., Guerret-Piécorat C., Juvé D., Tréheux D., Fitting H.-J.* // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99. P. 114110.
- [23] *Kreibitz U., Vollmer M.* Optical properties of metal clusters. Berlin: Springer-Verlag, 1995. 532 p.
- [24] *Ворожейкина Л.Ф.* // Известия АН СССР, сер. Физика. 1967. Т. 31. С. 1937–1940.
- [25] *Назаренко В.Н., Нестеренко О.В., Радченко И.С., Степанкина И.Б.* // Вост.-Евр. журн. передовых технол. 2013. Т. 63. С. 8–18.
- [26] *Брюквина Л.И., Мартынович Е.Ф.* // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 12. С. 2248–2253. [*Bryukvina L.I., Martynovich E.F.* // Phys. Sol. State. 2012. Vol. 54. N 12. P. 2374–2379.]
- [27] *Kolobkova E.V., Nikonorov N.V.* // Alloys and Comp. 2015. Vol. 637. P. 545–551.
- [28] *Bochkareva E.S., Nikonorov N.V., Podsvirov O.A., Prosnikov M.A., Sidorov A.I.* // Plasmonics. 2016. Vol. 11. P. 241–246.
- [29] *Ilna E.A., Sidorov A.I., Yurina U.V., Podsvirov O.A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2017. Vol. 412. P. 28–33.
- [30] *Bochkareva E.S., Sidorov A.I., Yurina U.V., Podsvirov O.A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Research B. 2017. Vol. 403. P. 1–6.
- [31] *Рабинович В.А., Хавин З.Я.* Краткий химический справочник. Л.: Химия, 1978. 392 с.
- [32] *Bohren C.F., Huffman D.R.* Absorption and Scattering of Light by Small Particles. NY.: John Wiley & Sons, 1983. 544 p.
- [33] *Климов В.В.* Наноплазмоника М.: Физматлит, 2009. 480 с. [*Klimov V.V.* Nanoplasmonics. Singapore: Pan Stanford, 2014.]
- [34] *Gutierrez Y., Ortiz D., de la Osa R.A., Sanz J.M., Saiz J.M., Gonzalez F., Moreno F.* // Препринт arXiv:1705.02248v1 [physics.optics] 5 May 2017.
- [35] *Ruppin R.* // Opt. Comm. 2000. Vol. 182. P. 273–279.
- [36] *Воронцова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров Н.П.* Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.
- [37] *Palik E.D.* Handbook of Optical Constants of Solids. Vol. 3. San Diego, USA: Academic press, 1998. 320 p.
- [38] *Inagaki T., Arakawa E.T., Birkhoff R.D., Williams M.W.* // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 13. P. 5610–5612.
- [39] *Naby M.H.E.* // Zeitschrift fur Physik. 1963. Vol. 174. P. 269–279.
- [40] *Vazquez-Vazquez C., Banobre-Lopez M., Mitra A., Lopez-Quintela M.A., Rivas J.* // Langmuir. 2009. Vol. 25. P. 8208–8216.
- [41] *Луицк Ч.Б., Луицк А.Ч.* Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. М.: Наука, 1989. 263 с.