

03

Способ увеличения используемой доли излучения центров окраски в алмазе

© В.А. Кукушкин^{1,2}, Ю.В. Кукушкин²¹ Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

e-mail: vakuk@ipfran.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

В окончательной редакции 25.05.2024 г.

Принята к публикации 28.06.2024 г.

Предложен способ увеличения выводимой из алмаза и собираемой оптической системой доли излучения центров окраски. Способ основан на концентрации этого излучения в модах, формируемых в плоском волноводе, образованном верхней поверхностью алмазного образца (от которой они отражаются за счёт эффекта полного внутреннего отражения) и расположенной ниже периодической последовательностью низко- и высоколегированных бором слоёв с немного различающимися показателями преломления (от которой они отражаются за счёт эффекта Брэгга). Содержащееся в этих модах излучение частично выводится во внешнее пространство через верхнюю поверхность алмазного образца с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения. Для конкретного примера NV-центров с помощью численного моделирования показано, что предлагаемый способ позволяет увеличить выводимую из алмаза долю излучения более чем вдвое. При этом он не приводит к ухудшению важных для приложений параметров NV-центров и остаётся эффективным при любых их координатах в плоскости алмазного образца и высоких концентрациях.

Ключевые слова: NV-центр, алмаз, эффект Брэгга.

DOI: 10.61011/OS.2024.06.58640.6136-24

1. Введение

Центры окраски (NV, SiV, GeV и др.) в алмазе представляют собой дефекты его кристаллической решётки. Они образованы атомами N, Si, Ge или других элементов, замещающими атомы углерода в решётке, и соседствующими с ними пустыми узлами решётки, т.е. вакансиями V. В последние несколько десятилетий эти центры привлекают повышенное внимание исследователей в связи с перспективами их использования для квантовых вычислений, хранения информации и измерения различных физических величин с высокими чувствительностью и разрешением [1,2]. Наиболее хорошо исследованными и весьма интересными с точки зрения применения для этих целей являются NV-центры (рис. 1), которые и будут рассматриваться в настоящей работе. Тем не менее все сделанные ниже качественные выводы сохраняют свою силу и для других центров окраски.

NV-центры в алмазе были обнаружены с помощью электронного парамагнитного резонанса более 40 лет назад [3]. Благодаря очень большим временам жизни (несколько микросекунд) и потери взаимной когерентности (более 1 μ s) их спиновых состояний при комнатной температуре [4,5], а также возможности контролировать эти состояния электромагнитным излучением с помощью оптически детектируемого магнитно-

го резонанса [1], они нашли широкое применение в магнитометрии [6], квантовых вычислениях и обработке информации [7].

Однако вследствие большого показателя преломления алмаза n (около 2.4 [8]) в оптическом диапазоне, где лежит длина волны люминесценции NV-центров 637 nm [1], лишь очень небольшая доля их излучения выходит из алмазного образца (имеющего, как правило, вид пластинки с толщиной порядка 0.5 mm и длиной и шириной в несколько миллиметров) через его верхнюю поверхность в воздух и после сбора оптической системой используется для указанных выше приложений. Эту долю можно оценить как отношение телесного угла $2\pi(1 - \sqrt{1 - 1/n^2})$ при находящейся в точке расположения NV-центра вершине прямого кругового конуса с углом раствора $2\text{ArcSin}(1/n) \approx 49.2^\circ$ и осью вдоль нормали к верхней поверхности образца, в пределах которого должно лежать направление волнового вектора излучения, чтобы оно не испытало на этой поверхности полного внутреннего отражения, к полному телесному углу 4π , в пределах которого этот волновой вектор может быть направлен, т.е. $(1 - \sqrt{1 - 1/n^2})/2 \approx 0.045$. Остальная часть (95.5%) излучения NV-центров в этих приложениях не используется, поскольку либо испытывает многократные полные внутренние отражения на поверхности образца и в конечном итоге поглощается в нём, либо выходит в воздух через его нижнюю или бо-

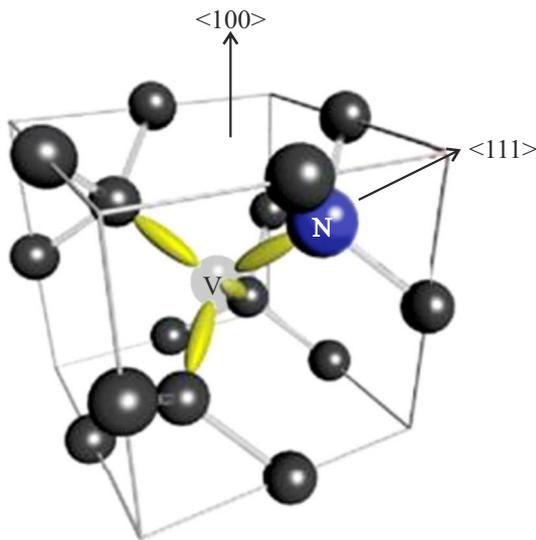


Рис. 1. Схематическое изображение NV-центра в кристаллической решётке алмаза: чёрные кружки — атомы углерода, синий кружок N — атом азота, серый кружок V — вакансия, показаны ковалентные связи между атомами углерода (серые толстые линии) и орбитали принадлежащих NV-центру электронов (жёлтый цвет), а также кристаллографические направления $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

ковую поверхности, и поэтому оптической системой не собирается. В связи с этим актуальной является задача увеличения доли излучения NV-центров, используемой в основанных на них устройствах.

С этой целью было предложено изменить оптическую собирающую систему так, чтобы она собирала излучение NV-центров, выходящее из алмазного образца не через его верхнюю поверхность, а через его боковые грани [9]. С помощью такого подхода удаётся собрать примерно половину излучения одиночного NV-центра [9]. Однако данный способ увеличения собираемой доли излучения NV-центров, как отмечают и сами авторы работы [9], может применяться лишь при достаточно низкой концентрации этих центров в алмажном образце, так как при его использовании излучение от каждого NV-центра до сбора оптической системой проходит через весь алмазный образец (и, как правило, многократно) и поэтому может резонансно поглощаться на других таких же NV-центрах. Поэтому при большой концентрации NV-центров эффективность такого способа вывода их излучения из алмазного образца является низкой.

Другим способом увеличения собираемой доли излучения NV-центров является создание на верхней поверхности алмазного образца с помощью комбинации её лазерной и механической обработки полусферической линзы из алмаза с центром вблизи исследуемого NV-центра и диаметром порядка 1 мм [10]. В результате излучение этого NV-центра в каждой точке верхней поверхности алмазного образца направлено по нормали к ней и поэтому при прохождении через неё не испыты-

вает полного внутреннего отражения. Таким способом авторам [10] удалось собрать 20–30% излучения NV-центра, находящегося вблизи центра полусферической линзы. Однако при удалении NV-центра от центра этой линзы на расстояния, превышающие примерно $30 \mu\text{m}$, собираемая таким способом доля излучения резко падает и становится равной приблизительно 4%, т.е. той же величине, что и в отсутствие линзы. Поэтому данный способ увеличения собираемой доли излучения NV-центров применим лишь для тех из них, которые расположены вблизи центра полусферической линзы, что является его основным недостатком.

Увеличение собираемой доли излучения NV-центров может быть также достигнуто, если они внедрены в алмазные нанокристаллы с субволновыми размерами [11,12], вследствие нарушения условий применимости геометрической оптики. Так, в алмазных нанопроволоках NV-центры излучают в основном вдоль их осей, в результате чего собираемая доля излучения достигает 40% [12]. Однако важные для приложений параметры NV-центров в алмазных нанокристаллах оказываются значительно хуже, чем в объёмных образцах: они имеют большие времена жизни возбуждённых состояний и поэтому меньшие скорости эмиссии фотонов [11] и меньшие времена когерентности спиновых состояний [13]. Это делает их использование для указанных выше приложений проблематичным или вообще невозможным, что является серьёзным недостатком данного способа увеличения собираемой доли излучения NV-центров.

В настоящей работе предлагается новый способ увеличения собираемой доли излучения NV-центров в алмазе. Он применим к объёмным алмазным образцам, и поэтому не приводит к ухудшению параметров NV-центров, характерному для алмазных нанокристаллов. В то же время в отличие от способа с алмазной линзой он остаётся эффективным при любых координатах NV-центров в плоскости алмазного образца и в отличие от способа с выводом излучения через боковые грани алмазного образца может использоваться и при большой концентрации NV-центров. Основная идея способа изложена в следующем разделе. В разд. 3 приведены параметры математической модели предложенного способа и описана схема её компьютерного расчёта. В разд. 4 представлены и обсуждены результаты расчёта. В заключении приведены рекомендации для практической реализации предлагаемого способа увеличения собираемой доли излучения NV-центров в алмазе.

2. Концентрация излучения NV-центров в волноводных модах и их вывод из алмазного образца методом нарушенного полного внутреннего отражения

Основная идея (рис. 2) предлагаемого способа увеличения собираемой доли излучения NV-центров в алмазе

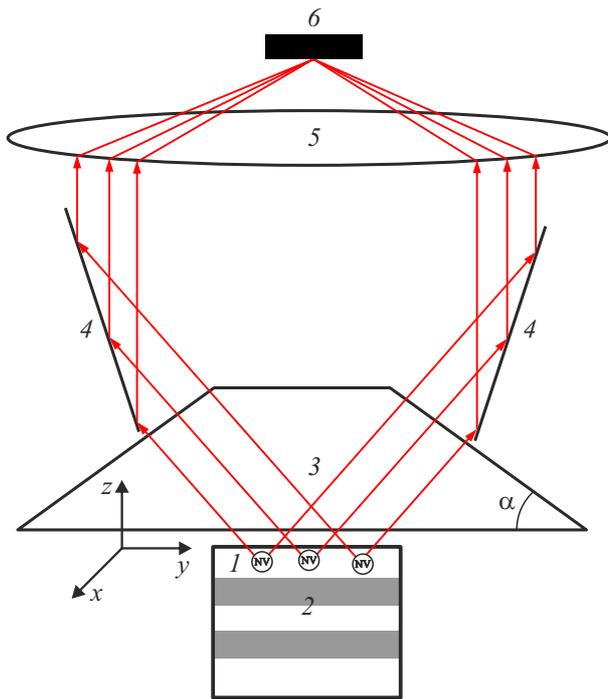


Рис. 2. Схематическая (масштаб не соблюден) иллюстрация предлагаемого способа увеличения собираемой доли излучения NV-центров в алмазе (сечение вертикальной плоскостью) и используемая в тексте система координат: 1 — NV-центры вблизи поверхности алмазного образца, 2 — отражающая периодическая последовательность слоёв с не уменьшенным (белый цвет, низкое легирование бором) и уменьшенным (серый цвет, высокое легирование бором) показателями преломления (показаны только 2 периода), 3 — стеклянный круговой усечённый конус с углом при основании α , 4 — коническое зеркало, 5 — собирающая линза, 6 — фотодетектор. Красными стрелками показаны направления волновых векторов собираемого излучения NV-центров.

заключается в концентрации этого излучения в волноводных модах, волновые векторы которых параллельны верхней поверхности алмазного образца (плоскость xy) и имеют одинаковые величины. Эти моды формируются в плоском волноводе, образуемом верхней поверхностью образца (отражение от которой обусловлено эффектом полного внутреннего отражения) и лежащей под ней периодической последовательностью слоёв с различными показателями преломления (отражение от которой обусловлено эффектом Брэгга). Необходимое для создания такой последовательности небольшое изменение (а именно уменьшение) показателя преломления алмаза может быть достигнуто путём его сильного легирования акцепторной примесью бора, в результате чего появляются свободные носители заряда (дырки), колебания которых в переменном электрическом поле электромагнитной волны и вызывают уменьшение поляризации, а следовательно, и уменьшение показателя преломления алмаза.

Вывод содержащегося в этих модах излучения в окружающее пространство может быть осуществлён с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения [14]. Он основан на том, что эти моды частично проникают через верхнюю поверхность алмазного образца в воздух, где они экспоненциально затухают при удалении от этой поверхности вследствие того, что показатель преломления воздуха меньше, чем показатель преломления алмаза. Поэтому если на расстоянии от верхней поверхности образца порядка масштаба экспоненциального спада электромагнитного поля этих мод разместить стеклянный круговой усечённый конус, то эти моды будут проникать в него. Вследствие того, что показатель преломления этого конуса больше показателя преломления воздуха, электромагнитные поля этих мод в конусе перестанут затухать при удалении от верхней поверхности алмазного образца и будут распространяться в нём без затухания под определённым углом к нижнему основанию образца, задаваемым значениями волновых векторов этих мод и показателем преломления конуса. Далее, если угол α между образующими и нижним основанием конуса подобран так, что направления распространения этих мод в конусе ортогональны его боковой поверхности, то эти моды выйдут из конуса в окружающее пространство, не испытывая полного внутреннего отражения на боковой поверхности конуса. Таким образом и достигается вывод излучения волноводных мод из алмаза.

Для эффективной реализации метода нарушенного полного внутреннего отражения существенно, что излучение NV-центров сконцентрировано в волноводных модах с одинаковыми величинами волновых векторов. Это связано с тем, что в случае отсутствия волновода волновые векторы этого излучения имели бы различные величины своих составляющих в плоскости алмазного образца и, следовательно, при любом выборе угла α между образующими и нижним основанием конуса лишь для небольшой доли этого излучения волновые векторы оказались бы ортогональны боковой поверхности конуса.

3. Математическая модель и схема компьютерного расчёта

Рассмотрим излучение NV-центра, находящегося на расстоянии 20 nm от верхней поверхности алмаза. Верхний слой алмаза низколегирован бором (концентрация атомов бора $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) и имеет толщину 75 nm. Под ним находится высоколегированный бором (концентрация атомов бора $4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) слой толщиной 78 nm. Далее (т.е. по направлению вглубь алмаза) эта пара слоёв в той же последовательности повторяется 49 раз, т.е. отражающая решётка состоит из 50 периодов. Затем следует низколегированная бором (концентрация атомов бора $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) алмазная подложка. В модели рассматривается решётка из пятидесяти периодов, поскольку проведённое нами компьютерное

моделирование показало, что для такой (или ещё более толстой) решётки затухание волноводных мод за счёт их вытекания в подложку, т.е. за счёт их вывода из алмазного образца не в усечённый конус, пренебрежимо мало. Таким образом, решётка с пятьюдесятью и более периодами фактически будет работать как бесконечная, обеспечивая пренебрежимо малое затухание волноводных мод за счёт их нежелательного вытекания в подложку. Показатель преломления низколегированных слоёв брался равным показателю преломления нелегированного алмаза $n = 2.4$ вследствие большой энергии активации атомов бора 370 meV , значительно превышающей тепловую энергию 26 meV при комнатной температуре, и потому пренебрежимо малой концентрации свободных дырок в этих слоях [8]. Показатель преломления высоколегированных слоёв моделировался формулой Друде [15] $\sqrt{n^2 + 4\pi i e^2 N \tau / [m\omega(1 - i\omega\tau)]}$, где i — мнимая единица, e — заряд дырки, равный элементарному заряду, N — концентрация свободных дырок, принимаемая равной концентрации атомов бора в этих слоях $4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ вследствие их полной ионизации в результате происходящего при столь высокой концентрации фазового перехода изолятор-проводник [16], $\tau = 1 \text{ fs}$ — время релаксации квазиимпульсов дырок [17], m — характерная эффективная масса дырки, взятая равной 0.366 от массы свободного электрона [8], ω — круговая частота электромагнитного поля, в комплексном виде зависящего от времени t как $\exp(-i\omega t)$, ветвь двузначного квадратного корня из комплексного числа выбирается таким образом, чтобы действительная часть показателя преломления была положительной. При частоте, отвечающей длине волны излучения NV-центров 637 nm (см. выше), эта формула даёт значение $2.33 + 0.03i$. Круглое основание усечённого конуса с показателем преломления 2 и углом при основании $\alpha = 33^\circ$ располагается на расстоянии 100 nm от верхней поверхности алмаза. Его боковая поверхность покрыта антиотражающим покрытием.

Расчёт структуры волноводных мод и связи их частот и волновых векторов (для случая ТЕ-поляризации, когда направление электрического поля параллельно поверхности алмазного образца) выполнялся с помощью метода матриц переноса [18]. В этом методе на основе формул Френеля устанавливается связь между амплитудами распространяющихся вверх и вниз плоских волн непосредственно до и после каждой границы между слоями, а также до и после прохождения каждого слоя (при этом воздушный промежуток между верхней поверхностью алмаза и основанием конуса учитывается как слой с показателем преломления 1). Далее непосредственно ниже нижней границы последнего (в направлении сверху вниз) слоя отражающей решётки и непосредственно выше основания усечённого конуса ставятся излучательные граничные условия, т.е. условия отсутствия падающих из конуса и подложки волн. Они приводят к связи между частотой и величиной волнового вектора волноводных мод. При этом при действительной

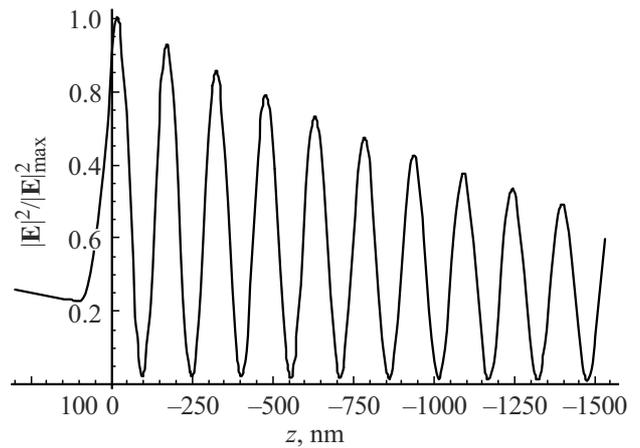


Рис. 3. Квадрат модуля комплексной амплитуды электрического поля $|E|^2$ волноводных мод, нормированный на его максимальное значение $|E|_{\text{max}}^2$, достигаемое на глубине 20 nm , как функция вертикальной координаты z .

частоте волновой вектор оказывается комплексным, что описывает затухание этих мод вследствие омической диссипации в высоколегированном бором алмазных слоях и частичного вытекания в усечённый конус. Далее с помощью стандартных формул квантовой электродинамики в дипольном приближении методом Вигнера-Вайскопфа [19] вычисляется вероятность излучения NV-центром фотона в единицу времени в совокупность волноводных мод и сравнивается с аналогичной величиной для совокупности всех других (неволноводных) мод. Последняя вычисляется по стандартной квантово-электродинамической формуле для радиационного времени жизни возбуждённого состояния NV-центра в нелегированном алмазе в пренебрежении решёткой низко- и высоколегированных бором слоёв.

4. Результаты и обсуждение

Проведённые по указанной выше схеме компьютерные расчёты при частоте волноводных мод ω , отвечающей длине волны излучения NV-центров 637 nm , показывают, что характерный пространственный период вариаций полей этих мод по вертикальной координате z приблизительно равняется 300 nm (а квадратов полей — в 2 раза меньше, т.е. 150 nm , рис. 3), т.е. примерно в 4 раза превосходит толщины низко- и высоколегированных бором слоёв решётки (см. выше), что и обеспечивает их эффективное отражение от неё [20]. Действительная часть показателя преломления волноводных мод (т.е. отношения их комплексных волновых векторов k к ω/c , где c — скорость света в вакууме) составляет 1.08 . Это означает, что в усечённом конусе с показателем преломления 2 они распространяются под углом $\text{ArcCos}(1.08/2) \approx 57^\circ$ к основанию, т.е. подходят к боковой поверхности конуса (образующей с его основанием

угол 33°) ортогонально, и поэтому не испытывают на ней полного внутреннего отражения, а практически полностью (благодаря антиотражающему покрытию) выходят в воздух. В результате проведённого, согласно изложенной в предыдущем разделе схеме компьютерного расчёта, вероятность излучения NV-центром фотона в единицу времени в совокупность волноводных мод оказывается примерно в 4 раза меньше, чем вероятностью излучения им фотона в единицу времени в совокупность всех других (неволноводных) мод. Это означает, что NV-центр излучает в волноводные моды примерно 20% фотонов, а остальные 80% — в другие (неволноводные) моды. Такая достаточно большая доля излучения в волноводные моды связана с тем, что периодическая последовательность слоёв с различными показателями преломления обуславливает концентрацию полей этих мод вблизи верхней поверхности алмазного образца, где и расположены возбуждающие их NV-центры, и быстрое их убывание при удалении вглубь от неё. В то же время поля остальных (неволноводных) мод распределены по образцу примерно равномерно. Мнимая часть волновых векторов волноводных мод составляет примерно $2\mu\text{m}^{-1}$. Вследствие этого эти моды могут выходить через боковые грани алмазного образца, лишь если они излучены NV-центром, находящимся от этих граней на расстоянии не более нескольких микрон. Число таких NV-центров в стандартном алмазном образце с характерной площадью поверхности 1cm^2 относительно очень мало, поэтому затухание волноводных мод за счёт их выхода через боковые грани может не рассматриваться. Анализ показывает, что омическая диссипация в высоколегированных бором слоях и вытекание в усечённый конус дают примерно одинаковые вклады в затухание волноводных мод. Это означает, что примерно половина их энергии вытекает в усечённый конус и, следовательно, выводится из алмаза. Таким образом, с помощью волноводных мод из алмаза выводится $20\%/2 = 10\%$ мощности излучения NV-центров, что более чем в 2 раза выше, чем без использования волноводных мод, когда доля выводимого излучения составляет 4.5% (Введение).

Поскольку предлагаемый способ увеличения выводимой доли излучения NV-центров в алмазе не связан с использованием нанокристаллов или каких-либо других алмазных наноструктур, а предназначен для больших алмазных образцов, он не приводит к ухудшению параметров NV-центров [11,13], важных для практических применений. В то же время в отличие от способа с алмазной линзой [10] он применим к NV-центрам, имеющим любые координаты в плоскости алмазного образца x и y и отстоящим от его верхней поверхности на расстояние не более чем примерно 30nm (где поле волноводных мод ещё близко к своему максимальному значению, достигаемому на глубине 20nm , рис. 3), а не только к NV-центрам, удалённым от центра этой линзы на расстояния не более $30\mu\text{m}$.

В отличие от способа с выводом излучения через боковые грани алмазного образца [9] предлагаемый спо-

соб остаётся эффективным и при большой концентрации центров, поскольку волноводные моды затухают в e раз по мощности на расстоянии порядка $1\mu\text{m}$ (так как мнимая часть величины их волновых векторов составляет примерно $2\mu\text{m}^{-1}$), т.е. до выхода в окружающее пространство содержащиеся в них фотоны проходят в алмазе расстояние около $1\mu\text{m}$. В то же время в способе [9] до вывода в окружающее пространство излучённые NV-центром фотоны многократно проходят алмазный образец с характерными размерами порядка нескольких миллиметров, т.е. имеют значительно большую вероятность резонансно поглотиться на других NV-центрах, чем в предлагаемом способе.

5. Заключение

В заключение отметим, что для практической реализации предлагаемого метода увеличения выводимой из алмаза доли излучения центров окраски периодическая последовательность низко- и высоколегированных бором слоёв с требуемыми параметрами может быть создана в процессе гомоэпитаксиального роста алмазной плёнки методом осаждения из газовой фазы на монокристаллической алмазной подложке, как это было сделано, например, в [21]. Необходимый для реализации метода нарушенного полного внутреннего отражения усечённый конус с показателем преломления 2 может быть изготовлен из оптического стекла, производимого Ohara Corporation (США). Можно использовать стекло и с меньшим показателем преломления, при этом соответственно должен быть увеличен угол α при основании усечённого конуса. Однако нужно отметить, что использование стекла с более низким показателем преломления вызовет уменьшение вклада вытекания в усечённый конус по сравнению с вкладом омической диссипации в высоколегированных бором слоях в затухание волноводных мод, т.е. уменьшение выводимой из алмаза доли энергии этих мод. При этом нижний предел показателя преломления стекла усечённого конуса определяется условием применимости метода нарушенного полного внутреннего отражения, т.е. равняется действительной части показателя преломления волноводных мод, которая, согласно разд. 4, составляет 1.08. Диаметр основания усечённого конуса должен превышать длину и ширину алмазного образца, чтобы предлагаемый способ был применим для любого находящегося вблизи поверхности образца центра окраски. При этом диаметр его верхней грани тоже должен превышать размеры образца, чтобы он также обеспечивал вывод излучения NV-центров, распространяющегося ортогонально верхней поверхности алмаза. Обеспечение малого (100nm) расстояния от верхней поверхности алмазного образца до основания усечённого конуса может быть осуществлено высокоточным позиционером, производимым, например, фирмой SmarAct (Германия) и имеющим разрешение 1nm . Выходящее из усечённого

конуса по нормали к его боковой поверхности излучение с помощью окружающего конус конусообразного зеркала может быть преобразовано в трубчатый пучок, который затем с помощью собирающей линзы может быть сфокусирован на приёмный фотоэлемент (рис. 2), чем и будет обеспечиваться сбор выводимого излучения. Эта же линза может использоваться для подвода к образцу возбуждающего NV-центры излучения накачки.

Таким образом, с помощью предложенного способа можно увеличить выводимую из алмаза и собираемую оптической системой долю излучения центров окраски более чем в два раза независимо от их положения в плоскости алмазного образца и значительной концентрации без ухудшения наиболее важных для приложений их параметров. Экспериментальная реализация способа требует только стандартного лабораторного оборудования и представляется вполне осуществимой.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке НЦМУ „Центр фотоники“ при финансировании Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Bradac, T. Gaebel, J.R. Rabeau. In: *Optical Engineering of Diamond*, ed. by R.P. Mildren and J.R. Rabeau (Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2013), p. 143–176.
- [2] C. Bradac, W. Gao, J. Forneris, M.E. Trusheim, I. Aharonovich. *Nature Commun.*, **10**, 5625 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-13332-w
- [3] J.H.N. Loubser, J.A. van Wyk. *Rep. Prog. Phys.*, **41**, 1201 (1978). DOI: 10.1088/0034-4885/41/8/002
- [4] S. Takahashi, R. Hanson, J. van Tol, M.S. Sherwin, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 047601 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.047601
- [5] A. Jarmola, V. Acosta, K. Jensen, S. Chemerisov, D. Budker. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 197601 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.197601
- [6] J.R. Maze, P.L. Stanwix, J.S. Hodges, S. Hong, J.M. Taylor, P. Cappellaro, L. Jiang, M.V. Gurudev Dutt, E. Togan, A.S. Zibrov, A. Yacoby, R.L. Walsworth, M.D. Lukin. *Nature*, **455**, 644 (2008). DOI: 10.1038/nature07279
- [7] L. Childress, M.V. Gurudev Dutt, J.M. Taylor, A.S. Zibrov, F. Jelezko, J. Wrachtrup, P.R. Hemmer, M.D. Lukin. *Science*, **314**, 281 (2006). DOI: 10.1126/science.1131871
- [8] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook* (Springer, New York, 2004).
- [9] D. Le Sage, L.M. Pham, N. Bar-Gill, C. Belthangady, M.D. Lukin, A. Yacoby, R.L. Walsworth. *Phys. Rev. B*, **85**, 121202(R) (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.121202
- [10] P. Siyushev, F. Kaiser, V. Jacques, I. Gerhardt, S. Bischof, H. Fedder, J. Dodson, M. Markham, D. Twitchen, F. Jelezko, J. Wrachtrup. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 241902 (2010). DOI: 10.1063/1.3519849
- [11] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Poizat, P. Grangier. *Phys. Rev. A*, **64**, 061802 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevA.64.061802
- [12] T.M. Babinec, B.J.M. Hausmann, M. Khan, Y. Zhang, J.R. Maze, P.R. Hemmer, M. Loncar. *Nat. Nanotechnol.*, **5**, 195 (2010). DOI: 10.1038/nnano.2010.6
- [13] J. Tisler, G. Balasubramanian, B. Naydenov, R. Kolesov, B. Grotz, R. Reuter, J.-P. Boudou, P.A. Curmi, M. Sennour, A. Thorel, M. Borsch, K. Aulenbacher, R. Erdmann, P.R. Hemmer, F. Jelezko, J. Wrachtrup. *ACS Nano*, **3**, 1959 (2009). DOI: 10.1021/nn9003617
- [14] S. Zhu, A.W. Yu, D. Hawley, R. Roy. *Am. J. Phys.*, **54**, 601 (1986). DOI: 10.1119/1.14514
- [15] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твёрдого тела* (Мир, М., 1979), т. 1, гл. 1. [N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid State Physics* (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976), ch. 1].
- [16] V.A. Kukushkin. *Phys. St. Sol. B*, **257** (9), 1900748 (2020). DOI: 10.1002/pssb.201900748
- [17] V.A. Kukushkin. *Appl. Phys. A*, **123** (10), 663 (2017). DOI: 10.1007/s00339-017-1274-x
- [18] А. Ярив, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах* (Мир, М., 1987), гл. 6. [A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystals* (Wiley, New York, 2002), ch. 6].
- [19] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Квантовая электродинамика* (Наука, М., 1989), § 62. [V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii. *Quantum Electrodynamics* (Pergamon, Oxford, 1982), § 62].
- [20] О. Звелто. *Принципы лазеров* (Мир, М., 1990), гл. 4. [O. Svelto. *Principles of Lasers* (Plenum Press, New York, 1989), ch. 4].
- [21] V.A. Kukushkin, M.A. Lobaev, D.B. Radischev, S.A. Bogdanov, M.N. Drozdov, V.A. Isaev, A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev. *J. Appl. Phys.*, **120** (22), 224901 (2016). DOI: 10.1063/1.4971343