Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 4, с. 273 – 282 © 2024 г. 25 февраля

Атомный чип и дифракционная решетка для лазерного охлаждения атомов иттербия[1)]

А. П. Вялых[+∇ 2)], *П. И. Скакуненко*[*○], *М. В. Шишова*[+×], *А. В. Семенко*[+], *А. Е. Афанасьев*[+*], *Г. С. Белотелов*[+], *Д. В. Сутырин*[+], *В. И. Балыкин*[*]

[+]*ФГУП "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений", 141570 Менделеево Россия*

[*]*Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

[×]*Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, 105005 Москва, Россия*

[○]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[∇]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 2023 г.
После переработки 12 января 2024 г.
Принята к публикации 13 января 2024 г.

В работе изучена возможность использования атомного чипа и дифракционной решетки с целью формирования компактной магнитооптической ловушки для нейтральных атомов иттербия, которая может быть использована при постройке компактных атомных интерферометров и оптических стандартов частоты на ультрахолодных атомах. Для определения первоначальных требований к упомянутым элементам нами проведен эксперимент по лазерному охлаждению изотопов ^{171}Yb и ^{174}Yb в первичной магнитооптическую ловушку. Представлены результаты расчетов конструкции атомного чипа, формирующего градиент магнитного поля вплоть до 60 Гс/см. Рассчитаны оптимальные конфигурации дифракционной решетки, позволяющие формировать как первичную, так и вторичную магнитооптическую ловушку.

DOI: 10.31857/S1234567824040050, EDN: szotjc

1. Введение. Ультрахолодные атомы (УХА) активно изучаются во многих лабораториях мира. Это связано с их потенциальными применениями в области квантовых вычислений [1], квантовой метрологии [2], фундаментальной физики [3] и других областях [4–6]. Для достижения предельных параметров по чувствительности УХА используются в атомных интерферометрах (АИ). На их базе уже продемонстрированы гравиметры [7], градиометры [8], гироскопы [9] и оптические стандарты частоты [4]. Точность и чувствительность таких приборов демонстрирует показатели, которые превосходят "классические" аналоги [4, 10]. Это позволяет использовать такие приборы не только для прикладных задач, но и для ряда фундаментальных проблем, например, для детектирования гравитационных волн [11].

Как правило, для построения атомных интерферометров используется атом рубидия, который относится к щелочным металлам. Данный подход отличается относительной простотой получения УХА и их дальнейшего использования. При использовании УХА с целью построения оптических стандартов частоты (ОСЧ), как правило, используются атомы других групп периодической системы. Основными в этой области являются атомы Sr и Yb. Использование данных атомов связано с их метрологическими характеристиками, такими как, наличие в оптическом диапазоне спектра переходов с узкими спектральными линиями (называемые также "часовыми") и их нечувствительность к тепловому излучению. Однако, использование таких атомов влечет за собой усложнение экспериментальных комплексов. По этой причине, развитие атомных интерферометров с использованием атомов Sr и Yb затруднено. Только недавно были рассмотрены [12, 13], а в случае атомов Sr были проведены первые экспериментальные исследования [14] по созданию атомных интерферометров.

Атомы щелочноземельных металлов обладают рядом характеристик, делающих их интересными не только для использования в ОСЧ, но и в атомной интерферометрии. Во-первых, их нулевой угловой мо-

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: vyalykh@vniiftri.ru

мент в основном состоянии $^1S_0$ делает эти атомы менее чувствительными, по сравнению с атомами щелочных металлов, к возмущениям, вызванным флуктуациями магнитных полей. Во-вторых, наличие переходов в ультрафиолетовом или близком к нему диапазоне спектра (461 нм для Sr, 399 нм для Yb) позволит увеличить передаваемый атому в атомном интерферометре импульс, что необходимо для увеличения чувствительности. В-третьих, наличие "часового" перехода позволяет создать АИ с крайне низким уровнем фазовых шумов [15] для прецизионных измерений гравитации.

Основой при создании АИ и ОСЧ на УХА являются магнитооптические ловушки (МОЛ), в которых атомы охлаждаются до температур в несколько мкК. Для построения ОСЧ такие атомы далее используются в оптических решетках для прецизионной спектроскопии [16, 17]. При создании АИ, атомы, которые освобождаются из МОЛ, взаимодействуют с различными импульсами лазерного излучения. При свободном падении атомов в гравитационном потенциале, например, по картине интерференции, возможно определение ускорения свободного падения. Точность измерений будет определяться стандартным квантовым пределом [18]. По этой причине МОЛ должна формировать атомный ансамбль с большим количеством атомов при минимальной температуре. Помимо этого, с целью построения компактных приборов, которые могут быть размещены на подвижных платформах, габариты МОЛ должны быть минимальными [19].

МОЛ состоит из двух принципиальных элементов (рис. 1): (1) магнитное поле и (2) лазерное поле. В лазерном поле происходит охлаждение атомов. Кроме того, охлаждаемые атомы испытывают на себе действие силы, которая зависит от координаты. Это позволяет произвести концентрацию атомов в определенной пространственной точке. Достичь этого возможно при использовании неоднородного магнитного поля.

В классических трехмерных МОЛ (рис. 1a, b) градиент магнитного поля создается двумя катушками в анти-Гемгольцевской конфигурации (рис. 1a). Минусом такого подхода являются большие габариты и высокое энергопотребление, что является следствием необходимости создания градиентов магнитных полей 10–50 Гс/см в зависимости от атомов, которые необходимо охлаждать в МОЛ. Лазерное охлаждение организовано с использованием шести лучей (рис. 1b), что требует наличия в вакуумной камере шести окон для осуществления оптического доступа. Помимо этого, необходимо осуществлять контроль

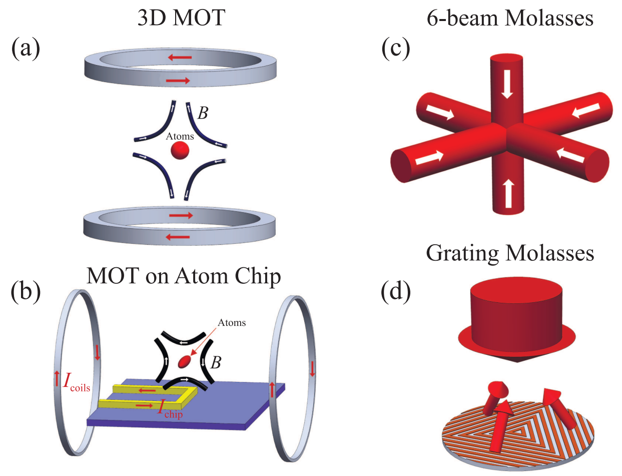

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Классический способ создания квадрупольного магнитного поля для МОЛ – две магнитные катушки в антигельмгольцевской конфигурации. (b) – Создание квадрупольного магнитного поля при помощи атомного чипа. U-образный провод с током в совокупности с внешним однородным магнитным полем (создаваемым небольшими гельмгольцевскими катушками) создает квадрупольное магнитное поле. (c) – Классический способ заведения лазерного излучения в МОЛ – шесть лазерных лучей. (d) – Четырехлучевая МОЛ, формируемая одним лазерным лучом, который дифрагирует на отражательной дифракционной решетке

интенсивности и поляризации каждого из лучей для достижения оптимальных параметров по температуре и количеству атомов в МОЛ.

Для построения транспортируемых версий ОСЧ и АИ каждый из элементов МОЛ может быть оптимизирован по габаритам с использованием планарных технологий. Для построения требуемой конфигурации магнитных полей может быть использован атомный чип (рис. 1c) [20]. В основе использования атомных чипов лежит возможность создания высоких градиентов магнитных полей, которые реализуются вблизи токопроводящих микропроводов. При этом, данный подход не требует высокого потребления мощности [21], что является преимуществом при создании компактных устройств. В свою очередь, для формирования конфигурации лазерных полей, необходимой для охлаждения атомов, могут быть использованы конусные отражатели [22], наклонные призмы [23] или дифракционные решетки [24]. В последнем случае используется планарная технология (рис. 1d), что дает не только меньшие габариты, но и возможность совмещения с атомным чипом для создания единой системы формирования МОЛ. Это было продемонстрировано в работе [25] на атомах рубидия.

В данной работе впервые на основе экспериментальных данных будет рассмотрена возможность использования дифракционных решеток и атомных чипов с целью формирования компактной МОЛ для атомов иттербия. Компактная МОЛ позволит создавать транспортируемые АИ и ОСЧ, реализовав преимущества иттербия – наличие сверхузкого "часового" перехода, низкую чувствительность к возмущениям магнитными полями, увеличенный импульс, передаваемый атомам в АИ.

2. Экспериментальное определение требуемых параметров магнитного поля и параметров лазерного излучения для атомов Yb в МОЛ. Охлаждение и локализацию атомов иттербия можно проводить в две стадии [26]. Вначале происходит охлаждение в "первичной" МОЛ, образованной градиентом магнитного поля и лазерным излучением на длине волны $\lambda_B = 399$ нм, соответствующей переходу $^1S_0 -^1 P_1$. Данный переход характеризуется относительно большой шириной ($\Gamma_s/2\pi \simeq 28$ МГц), что определяет доплеровский предел охлаждения $T_D \approx 1$ мК. Для получения более низких температур необходимо использовать интеркомбинационный переход $^1S_0$–$^3P_1$ с шириной линии $\Gamma_s/2\pi \simeq 182$ кГц на длине волны $\lambda_G = 556$ нм для формирования "вторичной" МОЛ. Доплеровский предел для такого перехода составляет значение $T_D \approx 1$ мкК. Необходимость работы с двухчастотным лазерным излучением накладывает дополнительные требования на планарную дифракционную решетку и атомный чип. Помимо этого, для формирования МОЛ атомов Yb используются, как правило, высокие градиенты магнитных полей, вплоть до 50 Гс/см. Это накладывает требования для атомного чипа.

Для определения параметров магнитного и лазерных полей, которые необходимы для расчета атомного чипа и планарной дифракционной решетки, было проведено экспериментальное исследование с трехмерной МОЛ. Ключевыми параметрами являются градиент магнитного поля (ГМП), суммарная интенсивность лазерных лучей МОЛ, а также соотношение между интенсивностями каждого из этих лучей. Первый параметр является ключевым при разработке атомного чипа, остальные – при разработке планарной дифракционной решетки. Критериями нахождения оптимальных значений данных параметров являются достижение наибольшего количества атомов, захваченных в МОЛ, и наименьшей их температуры. Метод расчета количества атомов и их температуры, основанный, в том числе на выкладках [27], а также подробности экспериментальной установки представлены в дополнительных материалах.

Определение оптимальных параметров магнитного поля производилось в первичной МОЛ для изотопов ^{174}Yb и ^{171}Yb. На рисунке 2a представлена зависимость количество атомов от величины ГМП A. Видно, что для атомов ^{174}Yb ГМП должен составлять значение большее чем A = 25 Гс/см, и A = 26 Гс/см для атомов ^{171}Yb.

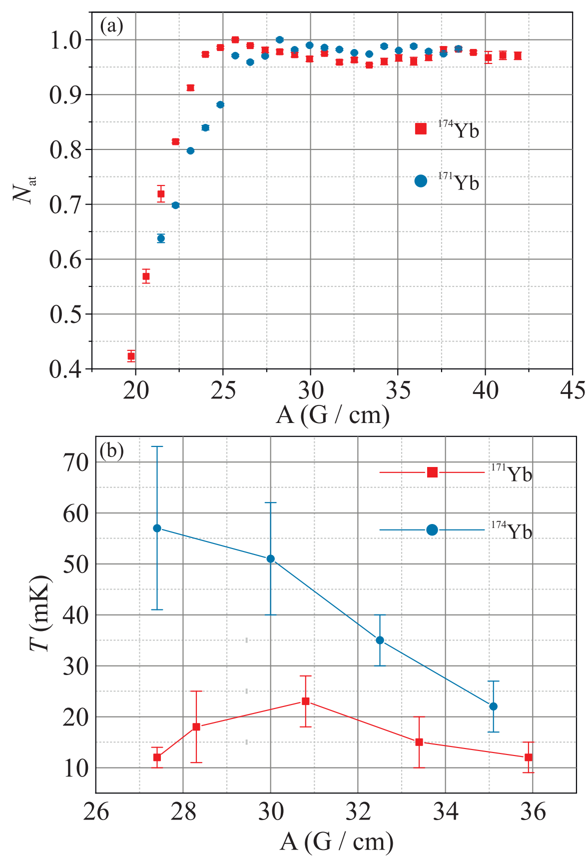

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость количества атомов, захваченных в первичную МОЛ, от величины ГМП A для ^{174}Yb (красные квадраты) и ^{171}Yb (синие круги). График отнормирован: для ^{174}Yb нормировка составляет $16 \cdot 10^6$, а для ^{171}Yb – $3 \cdot 10^6$. (b) – Зависимость температуры T облака атомов ^{171}Yb и ^{174}Yb от величины ГМП A

Измерение температуры атомов в МОЛ, проводилось при суммарной интенсивности лазерных лучей порядка $2I_s$ (I_s – интенсивность насыщения, для перехода $^1S_0$–$^1P_1$ составляет значение 63 мВт/см^2). Результаты, представленные на рис. 2b показывают, что при одинаковых условиях атомы ^{171}Yb охлаждается до меньшей температуры, чем ^{174}Yb. Так атомы ^{171}Yb удалось охладить до температуры 12 ± 3 мК при ГМП A = 27.4 Гс/см. Атомы ^{174}Yb были охлаждены до $T = 22 \pm 5$ мК при $\mathrm{A} = 35.1$ Гс/см. Из графика (рис. 2b) для ^{174}Yb видна тенденция к уменьшению температуры при увеличении градиента магнитного поля. Меньшая температура, полученная для атомов ^{171}Yb, обусловлена структурой магнитных подуровней нечетных изотопов [28] и характерна для таких систем.

Трехмерная МОЛ, образованная двумя катушками с токами в антигельмгольцевской конфигурации, обладает выделенной осью, направленной по оси соединяющей катушки. В данном направлении градиент магнитного поля выше, чем в перпендикулярных направлениях. По этой причине оптимальная интенсивность лазерного излучения, распространяющегося по центральной оси, будет отличаться от оптимальной интенсивности излучения, распространяющегося по двум другим осям. Для определения оптимальных параметров интенсивности, позволяющих достичь наибольшего количества локализованных атомов при минимальной температуре, проводилось исследование как суммарной интенсивности пучков МОЛ I_{sum}, так и соотношения между интенсивностями центрального пучка и двух боковых. Последний параметр эквивалентен отношению мощности какого-либо из двух боковых лучей МОЛ P_{side} и мощности центрального луча P_{center}: $P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}}$. Количество атомов в МОЛ измерялось для этих параметров из определенного диапазона.

На рисунке 3a представлена диаграмма зависимости количества атомов ^{171}Yb в первичной МОЛ (N_{at}) в зависимости от суммарной интенсивности охлаждающих лучей по отношению к интенсивности насыщения (I_{sum}/I_s) и соотношения мощностей боковых лучей к мощности луча, распространяющегося по оси, соединяющей магнитные катушки ($P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}}$). Измерения проводились при значении ГМП равным 27.4 Гс/см, определенном ранее в качестве оптимального. Видно, что максимальное количество атомов, достигнутое в эксперименте, составило значение $N_{\mathrm{at}} = 3 \times 10^6$ при суммарной интенсивности в области охлаждения $I_{\mathrm{sum}} = 1.6 I_s$. Центр области с максимальным количеством захваченных атомов соответствует отношению $P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}} \approx 1.5$. Непрерывной линией обозначена оптимальная область интенсивностей и отношения мощностей при которой формируется МОЛ. При увеличении ГМП происходит увеличение данной области. На рисунке 3a пунктиром представлена область оптимальных параметров при увеличении ГМП до 30.0 Гс/см. При этом центр данной области смещается к значениям отношения мощностей $P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}} \approx 2$, что объясни-

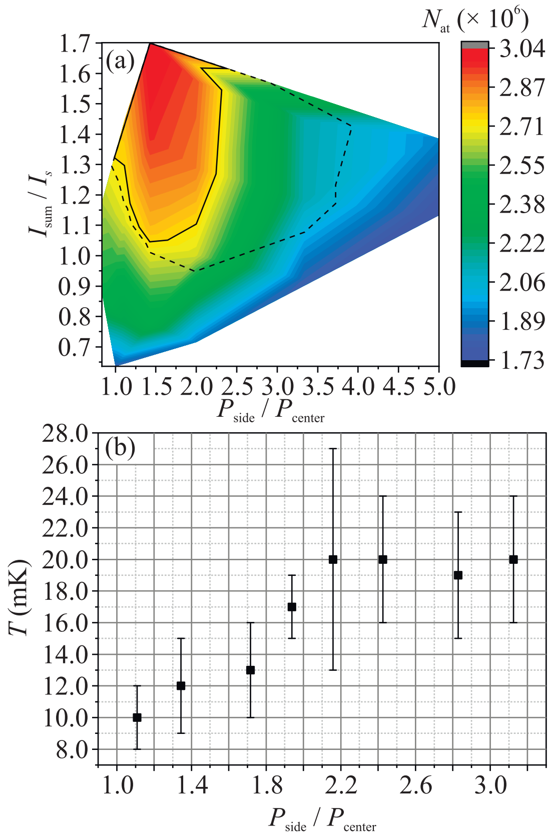

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость количества атомов ^{171}Yb в первичной МОЛ (N_{at}) от суммарной интенсивности охлаждающих лучей по отношению к интенсивности насыщения (I_{sum}/I_s) и соотношения мощностей бокового луча к центральному ($P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}}$). Непрерывной линией обозначена оптимальная область. ГМП составляет 27.4 Гс/см. Пунктиром продемонстрировано, насколько увеличивается оптимальная область при увеличении ГМП до 30.0 Гс/см. (b) – Зависимость температуры облака атомов ^{171}Yb от соотношения мощностей бокового луча к центральному при отношении $I_{\mathrm{sum}}/I_s \approx 1.4$

мо разницей в градиентах магнитных полей в данных направлениях.

Для определения температуры атомного ансамбля были проведены ее измерения при фиксированной суммарной интенсивности лазерных лучей $I_{\mathrm{sum}} = 1.4 I_s$ и ГМП равным 27.4 Гс/см. При таких параметрах изменялось отношение мощностей $P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}}$ и проводилось измерение температуры. Результаты представлены на рис. 3b. Видно, что минимальная температура достигается при отношении $P_{\mathrm{side}}/P_{\mathrm{center}} \approx 1$. Это обусловлено равенством сил вязкого трения, а следовательно, и коэффициентов диффузии импульса по всем осям, по которым производится охлаждение атомов.

Видно, что реализация атомного ансамбля с меньшей температурой требует равенства сил трения со стороны лазерного излучения. С другой стороны, для достижения оптимального количества атомов в МОЛ необходим баланс сил, обеспечивающих локализацию атомов в МОЛ. Для этого, при равенстве интенсивностей лазерных лучей, необходимо обеспечить изотропность ГМП. К сожалению, этого достичь в трехмерной МОЛ с антигельмгольцевскими катушками невозможно.

Исходя из проведенных измерений, для дифракционной решетки и атомного чипа могут быть сформулированы следующие требования:

– атомный чип должен обеспечить изотропный градиент магнитного поля со значением не менее 27.4 Гс/см для ^{171}Yb и 40–50 Гс/см для ^{174}Yb по предварительной оценке;

– интенсивность падающего и отраженных от дифракционной решетки лучей должны быть одинаковы для достижения минимальной температуры атомов в МОЛ.

3. Атомный чип для МОЛ атомов иттербия. Из экспериментальных данных следует, что особенностью "первичной" МОЛ является относительно большой ГМП A > 30 Гс/см. Это характерно для атомов иттербия [29]. Для создания такого ГМП используются токи, протекающие через антигельмгольцевские магнитные катушки $I \approx 50$ А. Данное обстоятельство ограничивает создание компактных и энергоэффективных установок, поскольку создание таких токов в магнитных катушках требует мощных источников питания.

Требуемое квадрупольное магнитное поле может быть создано при помощи атомного чипа. Простейшей моделью атомного чипа является бесконечно длинный тонкий провод с током в суперпозиции с внешним однородным магнитным полем. В такой модели координата точки локализации атомов (точка, в которой формируется минимум магнитного поля) z_0 и градиент магнитного поля в ней определяются следующими выражениями [20]:

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{\tilde{B}_{\text{bias}}}, \qquad (1)$$

$$B_z'(z_0) = \frac{-2\pi}{\mu_0}\frac{\tilde{B}^2_{\text{bias}}}{I} = -\frac{\tilde{B}_{\text{bias}}}{z_0}, \qquad (2)$$

где μ_0 – магнетон Бора, I – сила тока, протекающего через микропровод, $\tilde{B}_{\text{bias}}$ – величина внешнего однородного поля. В такой модели градиент поля $B_z'(z_0) = 50$ Гс/см при разумном расстоянии до чипа $z_0 = 2.5$ мм (заведомо больше радиуса атомного облака) может быть достигнут при величинах $\tilde{B}_{\text{bias}} = 12.5$ Гс и $I = 15$ А. Создание такого электрического тока, протекающего через микропровод атомного чипа, не требует мощных источников питания. Это связано с тем фактом, что сопротивление микропровода мало (порядка $R \approx 1$ Ом) по сравнению с сопротивлением магнитных катушек трехмерной МОЛ. Стоит отметить, что для формирования внешнего магнитного поля необходимо использовать катушки с током (в гельмогольцевской конфигурации). Однако такие катушки являются более компактными и потребляют меньше энергии в сравнении с антигельмольцевскими катушками при создании классической МОЛ.

Для формирования трехмерного квадрупольного магнитного поля вблизи атомного чипа необходимо использовать U-образный микропровод [20]. Однако отклонение реального распределения магнитного поля от квадрупольного все же ограничивает область эффективной локализации атомов [30]. Частичной компенсации отклонения можно добиться путем использования широкого U-образного микропровода [20, 30] и дополнительного вертикального магнитного поля. Использование широкого микропровода позволяет также снизить тепловую нагрузку на атомный чип за счет уменьшения омического сопротивления.

На рисунке 4 представлена предлагаемая модель атомного чипа. Для формирования МОЛ вблизи атомного чипа используется геометрия лазерных лучей при которой лазерное излучение отражается под углом 45° от поверхности, так называемая зеркальная МОЛ [31]. По этой причине атомный чип полностью покрывается слоем металла. Предлагаемая конструкция атомного чипа состоит из двух широких U-образных микропроводов (границы которых помечены красным на рис. 4) толщиной 10 мкм, один из которых является запасным. Данные микропровода формируются за счет зазоров шириной 100 мкм в металлическом слое. Длина U-образной дорожки при анализе варьировалась в пределах 5–11 мм для создания оптимального градиента магнитного поля вдоль оси Y. Было определено, что оптимальной является длина, равная 6 мм. При этом ГМП вдоль оси Y составляет значение 40 Гс/см. Анализ показывает, что ширина провода должна быть примерно равна расстоянию от центра формируемой МОЛ до атомного чипа. Данное расстояние должно составлять как минимум $z_0 = 2.5$ мм (заведомо больше радиуса атомного облака), так что в расчетах использовалась ширина микропровода атомного чипа 3 мм. Ближе к краю чипа микропровода уширяются. Это необходимо по двум причинам: 1) уменьшение тепловыделе-

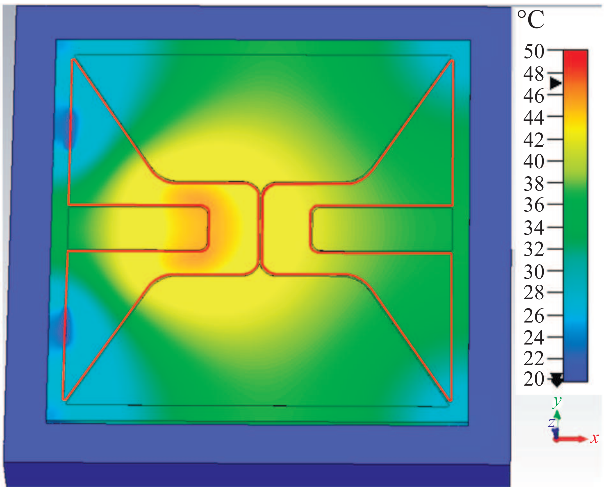

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассматриваемая модель атомного чипа. Красными линиями выделены границы микропроводов. Цветовая карта показывает распределение температуры при протекании через один из проводов (левый) постоянного тока 15 А. Размер чипа 25×25 мм. Вся поверхность чипа, за исключением тонких (100 мкм в ширину) канавок (расположенных вдоль красных линий), покрыта металлом, так что поверхность чипа выступает в роли зеркала для лазерных лучей при формировании зеркальной МОЛ

ния за счет уменьшения омического сопротивления и 2) для формирования контактных площадок.

На рисунке 5 представлено распределение магнитного поля вблизи предлагаемого атомного чипа с

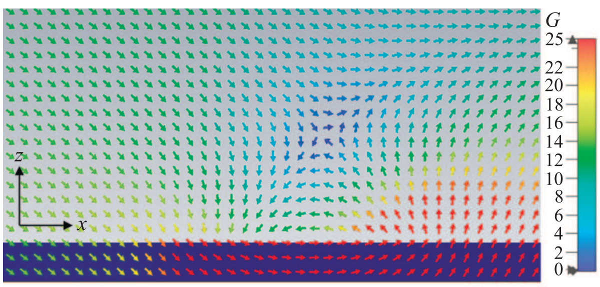

Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение магнитного поля вблизи атомного чипа, представленного на рис. 3, в плоскости, перпендикулярной центральным частям проводов. Ток, пропускаемый через провод, $I = 15$ А. Внешнее однородное магнитное поле $B_{\rm bias} = (12.6; 0; 6.3)$ Гс. Оно было подобрано с целью оптимизации распределения суммарного магнитного поля

учетом оптимизации внешнего однородного магнитного поля. ГМП составляет 60 Гс/см в направлении лазерных лучей, отражающихся от поверхности чипа, и 40 Гс/см вдоль провода (вдоль оси Y). Такие значения градиентов магнитного поля достаточны для реализации МОЛ атомов иттербия (см. рис. 2a).

Представленные результаты расчета распределения магнитного поля получены при следующих параметрах: сила электрического тока, протекающего через микропровод, равна $I = 15$ А; внешнее однородное магнитное поле $B_{\rm bias} = (12.6; 0; 6.3)$ Гс.

Пропускание электрического тока через микропровод атомного чипа приводит к его нагреву. Это одна из существенных проблем использования атомных чипов. Во-первых, недостаточный отвод тепла приводит к перегреву и разрушению микропровода. Во-вторых, даже в условиях, когда температура микропровода ниже температуры плавления и не происходит его разрушения, дополнительный нагрев может вызывать локальное ухудшение вакуума вблизи атомного чипа. Это обстоятельство приведет к уменьшению времени жизни атомов в МОЛ и, как следствие, к уменьшению общего количества локализованных атомов. Последнее обстоятельство скажется на стабильности атомных часов.

На рисунке 4 приведен результат моделирования температурного распределения при пропускании через один из микропроводов тока величиной 15 А. Параметры расчета были аналогичны использованным ранее в работе [32]. Из рисунка 4 видно, что максимальное значение температуры составляет значение порядка 50 °C. Это значение не является критическим с точки зрения функционирования атомного чипа. Помимо этого, полученное значение температуры значительно ниже 100 °C, поэтому мы не ожидаем существенного изменения давления остаточных газов вблизи атомного чипа. Значение 100 °C выбрано в качестве границы допустимого режима работы чипа по следующим причинам. Во-первых, при превышении данной температуры с поверхности тел, в данном случае с поверхности атомного чипа, начинается активное испарение водяных паров и прочих примесей. Это ухудшает локальный вакуум вблизи атомного чипа и, как следствие, уменьшает время жизни атомов в МОЛ. Во-вторых, при температуре выше 100 °C сильно начинает сказываться зависимость сопротивления от температуры. Это приводит к тому факту, что температура поверхности начинает нелинейным образом зависеть от величины протекающего тока. По этой причине малое увеличение силы тока может привести к резкому возрастанию температуры и повреждению микропроводов.

Предлагаемая структура (слои) атомного чипа, который может быть создан с использованием подхода, рассмотренного в [32], описана в дополнительных материалах.

Загрузку такого атомного чипа необходимо осуществлять стандартным методом из атомного пучка.

При этом, для повышения плотности потока атомов может быть использован подход фокусировки атомного пучка в область охлаждения вблизи атомного чипа [33, 34].

4. Дифракционная решетка для формирования лазерных лучей МОЛ атомов иттербия. Для создания оптической системы, которая может быть использована для построения компактной МОЛ, можно использовать планарные дифракционные решетки [24]. В основе данного подхода лежит формирование охлаждающего лазерного поля, действующего по всем пространственным направлениям, за счет дифракции одного лазерного луча на планарной структуре (рис. 1d). Это позволяет создавать компактные МОЛ, для работы которых необходим только один лазерный луч, а не шесть как в "классическом" трехмерном варианте. Возможны различные конфигурации планарных структур, которые формируют требуемую для охлаждения конфигурацию лазерного поля [35]. В случае охлаждения атомов иттербия рассмотрены решетки как для формирования только первичной МОЛ [36], так и решетки позволяющие сформировать охлаждающее поле на двух длинах волн одновременно[37]. Планарные решетки для двух длин волн были экспериментально продемонстрированы для атомов Sr [38]. Мы рассмотрели задачу, в которой область охлаждения, формируется за счет перекрытия трех взаимоперпендикулярных лучей как для "первичной" МОЛ, так и для "вторичной".

Лазерные пучки, необходимые для формирования оптического поля в МОЛ, должны формировать как можно больший объем перекрытия в области захвата атомов [39] при равенстве мощности и сохранении круговой поляризации в пучках. При этом надо учесть, что дифракционные решетки обладают дисперсией, и одна и та же дифракционная решетка не позволит сформировать одинаковое распределение поля для разных длин волн, относящиеся к двум стадиям охлаждения атомов в МОЛ. Рассмотрим три различных конфигурации, показанные на рис. 6. Для удобства конструирования будем проводить расчет параметров планарной дифракционной решетки для угла дифракции $\varphi_m^{\mathrm{ref}} = 45°$. Тогда период должен составлять значение $d_B = 564$ нм для излучения на длине волны $\lambda_B = 399$ нм и $d_G = 786$ нм при $\lambda_G = 556$ нм. При дифракции излучения с длиной волны $\lambda_B = 399$ нм на решетке с периодом $d_G = 786$ нм, угол дифракции составит $\varphi_m^{\mathrm{ref}} \approx 30.5°$, что также является приемлемым с точки зрения баланса сил светового давления [37].

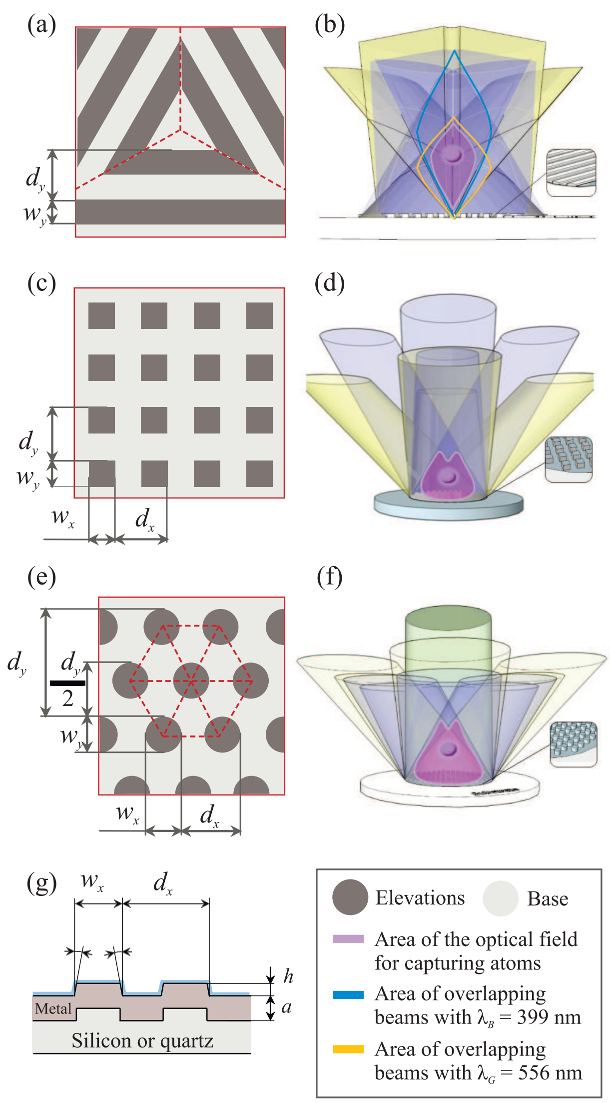

Рис. 6. (Цветной онлайн) Схемы планарных дифракционных решеток для формирования оптического поля в МОЛ: (a), (b) – тип 1, каждый сектор заполнен дифракционными решетками с ориентацией штрихов под углом 30°, 90° и 150° соответственно в полярной системе координат; (c), (d) – тип 2, с квадратной упаковкой квадратных элементов; (e), (f) – тип 3, с треугольной упаковкой круглых элементов; (g) – профиль рельефа при изготовления: h – высота поверхностного рельефа, a – толщина металлизированного слоя, β – допустимая клиновидность профиля

В таблице 1 представлены геометрические параметры рассмотренных решеток. Высота профиля рельефа h определялась по результатам решения задачи дифракции на периодической структуре. Так как требуется сохранить круговую поляризацию в дифрагированных порядках, необходимо минимизировать разницу дифракционной эффективности для двух взаимоперпендикулярных состояний поляризации TE (Tra-nsverse Electric) и TM (Transverse Magnetic), при которых вектор электрического поля колеблется в направлении штрихов дифракционной решетки и перпендикулярно, соответственно.

Таблица 1. Геометрические параметры дифракционных решеток

Тип	d_x, нм	d_y, нм	$\frac{w_x}{d_x}$	$\frac{w_y}{d_y}$	Металл	h, нм	a, нм
1	–	786	–	0.5	Al	116	100
2	786	786	0.5	0.5	Ag	113	130
3	1361	786	0.5	0.3	Ag	97	110

Важным параметром является объем перекрытия дифрагированных порядков. Он будет определять область эффективного охлаждения атомов. Рассмотрим дифракционную решетку с рабочей областью диаметром 25 мм. В рассматриваемой геометрии дифракции необходимо анализировать зависимость дифракционной эффективности +1-го максимума дифракции от высоты профиля рельефа. Дифракция в остальные максимумы является паразитной, но так как в случае симметричного бинарного профиля рельефа ее невозможно минимизировать, рассмотрена дифракционная эффективность в ±1-х максимумах. На рисунке 7 показаны результаты решения задачи определения эффективности дифракции для трех типов рассматриваемых решеток. Для анализа использовался метод связанных волн [40].

Зависимость дифракционной эффективности от фактора заполнения не исследовалась. Для каждого из случаев рассмотрены три типа металлизации дифракционных решеток: алюминий, серебро и золото. Вертикальными линиями показаны высоты профиля рельефа, которые удовлетворяют условиям наименьшей разности дифракционной эффективности для TE- и TM-поляризации. Выбор конкретной высоты для последующего изготовления проводился в пользу наименьшей из возможных высот рельефа для повышения точности при изготовлении.

В случае трехсекторной дифракционной решетки первого типа (рис. 7a) оптимальным материалом металлизации является алюминий. Оптимальная дифракционная эффективность составляет значения: $\eta_{\pm1}^{TM} = 32.7\,\%$, $\eta_{\pm1}^{TE} = 45.2\,\%$ для $\lambda_B = 399$ нм и $\eta_{\pm1}^{TM} = 47.0\,\%$, $\eta_{\pm1}^{TE} = 32.7\,\%$ для $\lambda_G = 556$ нм. Данные значения реализуются при высоте профиля штриха, равном $h_1 = 116$ нм. Объем области перекрытия лазерных лучей (помечен на рис. 5b фиолетовым) составляет значение ~ 511 мм^3. Из рисунка 6a

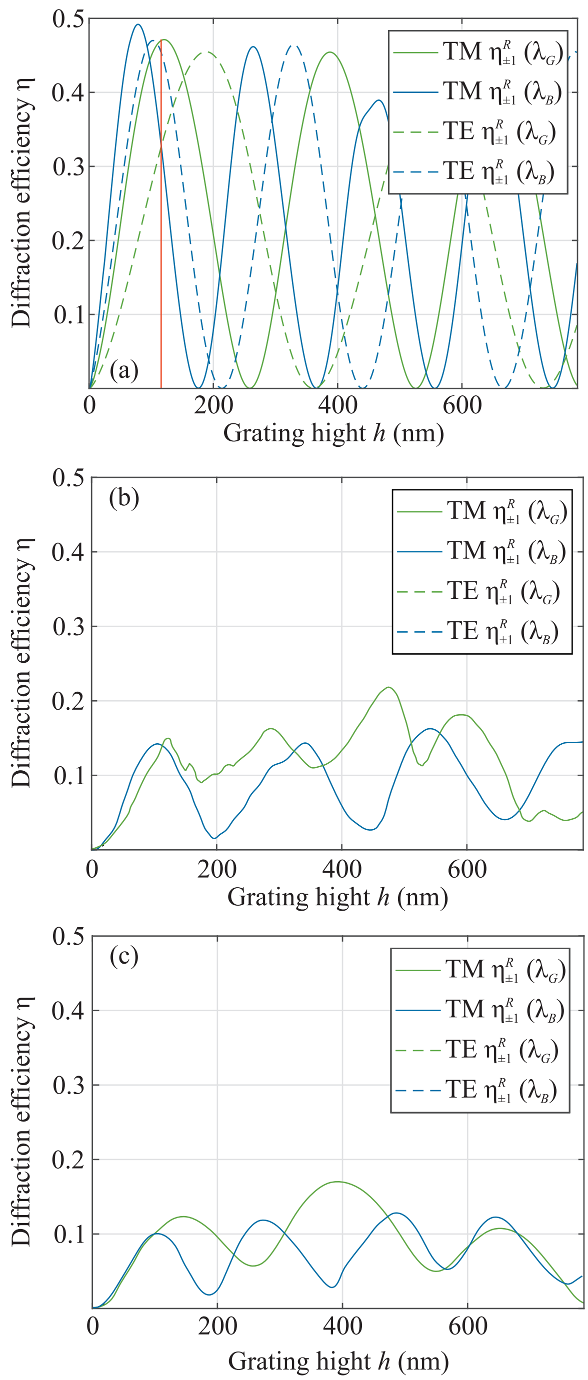

Рис. 7. (Цветной онлайн) Графики зависимости дифракционной эффективности в ±1-х максимумах дифракции от глубины профиля рельефа для излучения с длинами волн $\lambda_B = 399$ нм и $\lambda_G = 556$ нм: (a) – тип 1, бинарный профиль, материал: алюминий; (b) – тип 2, материал: серебро; (c) – тип 3, материал: серебро. В случае дифракции на решетках второго и третьего типов, эффективность дифракции будет одинакова для TE и TM поляризаций в силу симметрии. Красной линией отмечена оптимальная глубина профиля рельеф

видно, что невозможно полностью согласовать эффективность дифракции для TE и TM поляризаций для всех двух длин волн. По этой причине, дифрагированное излучение будет иметь эллиптическую поляризацию.

Для дифракционной решетки второго типа (рис. 7b) с квадратной упаковкой наилучшим является изготовление квадратных элементов решетки из серебра. В силу симметрии дифракционная эффективность для TE и TM поляризаций в этом случае будут одинаковы. Оптимум достигается при высоте штрихов $h_2 = 113$ нм. При этом дифракционная эффективность составит $\eta_{\pm1}^{TM} = \eta_{\pm1}^{TE} = 14.0\,\%$ для $\lambda_B = 399$ нм и $\lambda_G = 556$ нм. Объем области перекрытия лазерных лучей (рис. 6d) составляет значение ~ 2045 мм^3. Это наибольшее значение достигнутое при рассмотрении трех типов решеток.

В случае дифракционной решетки третьего типа (рис. 7c) с треугольной упаковкой круглых элементов оптимальной является геометрия алюминиевых столбиков высотой $h_3 = 97$ нм. В силу симметрии дифракционная эффективность для TE и TM поляризаций в этом случае так же будет одинаковой: $\eta_{\pm1}^{TM} = \eta_{\pm1}^{TE} = 10.0\,\%$ для $\lambda_B = 399$ нм и $\lambda_g = 556$ нм. Объем области перекрытия лазерных лучей (рис. 6d) составляет значение ~ 885 мм^3.

5. Заключение. Наши расчеты показали, что при использовании атомного чипа, для создания квадрупольного поля с целью локализации атомов иттербия, возможно достичь требуемых параметров поля, которые определены нами в эксперименте. При токах через микропровод порядка 15 А градиенты магнитных полей вблизи поверхности достигают 50 Гс/см, что достаточно для локализации обоих рассматриваемых изотопов иттербия: ^{171}Yb и ^{174}Yb. Лазерное излучение при этом может распространяться в конфигурации зеркальной МОЛ.

По результатам расчета дифракционных решеток, сложно выделить одно оптимальное решение, в котором сбалансированы три фактора: обеспечение высокой дифракционной эффективности, сохранение состояния поляризации после дифракции и большой объем области пространственного перекрытия лазерных пучков. Поэтому все предложенные реализации потребуют экспериментальной проверки с целью исследования количества атомов, захваченных с помощью каждого типа дифракционных решеток.

После независимого экспериментального исследования предложенных подходов, мы планируем исследовать возможность совмещения атомного чипа и дифракционной решетки в одной компактной установке ОСЧ на холодных атомах иттербия.

Финансирование работы. В работе разработка атомного чипа финансировалась за счет средств Госзадания FFUU-2021-0003 и средств бюджета ФГУП "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений". Остальные исследования финансировалась за счет средств бюджета ФГУП "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений".

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет известных конкурирующих финансовых интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

1. H. Häffner, C. F. Roos, and R. Blatt, Phys. Rep. **469**, 155 (2008).
2. Boulder Atomic Clock Optical Network (BACON) Collaboration, Nature **591**, 564 (2021).
3. M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyrin, X. Zhang, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **113**, 023005 (2014).
4. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, Rev. Mod. Phys. APS **87**, 637 (2015).
5. C. J. Kennedy, G. A. Siviloglou, H. Miyake, W. C. Burton, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **111**, 225301 (2013).
6. I. Bloch, J. Dalibard, and S. Nascimbene, Nat. Phys. **8**, 267 (2012).
7. V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, Sci. Rep. **8**, 1 (2018).
8. F. Migliaccio, M. Reguzzoni, K. Batsukh, G. M. Tino, G. Rosi, F. Sorrentino, C. Braitenberg, T. Pivetta, D. F. Barbolla, and S. Zoffoli, Surv. Geophys. **40**, 1029 (2019).
9. I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, Phys. Rev. Lett. **116**, 183003 (2016).
10. S.-Y. Dai, F. S. Zheng, K. Liu, W.-L. Chen, Y.-G. Lin, T.-C. Li, and F. Fang, Chin. Phys. B **30**, 13701 (2021).
11. P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, Phys. Rev. Lett. **110**, 171102 (2013).
12. M. A. Norcia, J. R. K. Cline, and J. K. Thompson, Phys. Rev. A. **96**, 042118 (2017).
13. B. Canuel, A. Bertoldi, L. Amand et al. (Collaboration), Sci. Rep. **8**, 14064 (2018).
14. L. Hu, N. Poli, L. Salvi, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **119**, 263601 (2017).
15. L. Hu, E. Wang, L. Salvi, J. N. Tinsley, G. M. Tino, and N. Poli, Class. Quantum Gravity **37**(1), 014001 (2019).
16. V. S. Letokhov and B. D. Pavlik, Appl. Phys. **9**, 229 (1976).

17. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'Chikov, and V. D. Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. **91**, 173005 (2003).
18. G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999).
19. N. Poli, M. Schioppo, S. Vogt, St. Falke, U. Sterr, Ch. Lisdat, and G. M. Tino, Appl. Phys. B. Springer **117**, 1107 (2014).
20. J. Reichel and V. Vuletic, *Atom chips*, John Wiley & Sons, Berlin (2011).
21. J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht, Phys. Rev. A **52**(5), 4004 (1995).
22. J. A. Kim, K. I. Lee, and H. R. Noh, Opt. Lett. **22**, 117 (1997).
23. M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold, Opt. Express **17**, 13601 (2009).
24. W. R. McGehee, W. Zhu, and D. S. Barker, New J. Phys. **23**, 13021 (2021).
25. L. Chen, C. J. Huang, and X. B. Xu, Phys. Rev. Appl. **17**(3), 34031 (2022).
26. D. Ai, H. Qiao, and S. Zhang, Chin. Physics B **29**(9), 090601 (2020).
27. Z. Hu and H. J. Kimble, Opt. Lett. **19**, 1888 (1994).
28. R. Maruyama, R. H. Wynar, and M. V. Romalis, Phys. Rev. A **68**(1), 011403 (2003).
29. A. Kawasaki, B. Braverman, Q. Yu, and V. Vuletic, J. Phys. B: At. Mol. **48**(15), 155302 (2015).
30. S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer, Phys. Rev. A **69**, 030901 (2004).
31. J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **83**(17), 3398 (1999).
32. A. E. Afanasiev, A. S. Kalmykov, R. V. Kirtaev, A. A. Kortel, P. I. Skakunenko, D. V. Negrov, and V. I. Balykin, Opt. Laser Technol. **148**, 107698 (2022).
33. A. E. Afanasiev, D. V. Bykova, P. I. Skakunenko, and V. I. Balykin, JETP Lett. **115**, 509 (2022).
34. D. V. Bykova, A. E. Afanasiev, and V. I. Balykin, JETP Lett. **118**(1), 14 (2023).
35. C. C. Nshii, M. Vangeleyn, J. P. Cotter, P. F. Griffin, E. A. Hinds, C. N. Ironside, P. See, A. G. Sinclair, E. Riis, and A. S. Arnold, Nat. Nanotechnol. **8**(5), 321 (2013).
36. X. Sun, W. D. A. Rickard, B. M. Sparkes, B. R. White, R. F. Offer, A. N. Luiten, and C. N. Ironside, **29**(23), 37733 (2021).
37. O. S. Burrow, R. J. Fasano, W. Brand, M. W. Wright, W. Li, A. D. Ludlow, E. Riis, P. F. Griffin, and A. S. Arnold, arXiv preprint, arXiv:2306.17080 (2023).
38. S. Bondza, C. Lisdat, S. Kroker, and T. Leopold, Phys. Rev. Appl. **17**, 044002 (2022).
39. M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold, Opt. Lett. **35**, 3453 (2010).
40. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, and T. K. Gaylord, J. Opt. Soc. Am. A **12**, 1068 (1995).