Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 10, с. 612 – 618 

# Фотонный спиновый эффект Холла в субволновых дифракционных решетках[1)]

Н. И. Петров[+ 2)], Ю. М. Соколов[+], В. В. Стоякин[+], В. А. Данилов[+], В. В. Попов[*], Б. А. Усиевич[×]

[+]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва, Россия

[*]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 августа 2025 г.
После переработки 2 октября 2025 г.
Принята к публикации 23 октября 2025 г.

Фотонный спиновый эффект Холла в структурах с поверхностным плазмонным резонансом обладает большим потенциалом для различных чувствительных к поляризации приложений и устройств. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование фотонного спинового эффекта Холла в субволновых дифракционных решетках. Используя поляриметрические и оптимизированные методы слабых измерений (weak measurements), продемонстрирован усиленный поверхностным плазмонным резонансом фотонный спиновый эффект Холла, проявляющийся в пространственном разделении циркулярно-поляризованных фотонов с противоположными знаками спиральности (спина) при отражении лазерного пучка от поверхности решетки. Исследовано влияние состояния поляризации падающего лазерного излучения и материала решетки на угловой сдвиг отраженного пучка. Продемонстрировано, что угловой сдвиг может быть изменен со спин-независимого (сдвиг Гуса–Хенкен) на спин-зависимый фотонный спиновый эффект Холла при изменении состояния поляризации падающего пучка. Показано, что состояния поляризации падающего излучения, при которых наблюдается фотонный спиновый эффект Холла в никелевых и серебряных решетках, существенно различаются.

DOI: 10.31857/S0370274X25110137

Плоские волны широко используются для описания оптических свойств дифракционных решеток. Однако поля, связанные с лазерными оптическими системами и другими источниками, пространственно-ограничены. Пучок света, отражаясь или преломляясь на границе раздела, испытывает пространственные и угловые сдвиги в зависимости от его поляризации и профиля интенсивности. Как отраженный, так и преломленный пучки образуются в результате интерференции волн, переизлученных в соседних средах. Исследования показывают много интересных явлений, включая хорошо известные спин-независимые сдвиги Гуса–Хенкен (ГХ) и спин-зависимые сдвиги Имберта–Федорова (ИФ) в плоскости и вне плоскости распространения падающего пучка, соответственно [1–4]. Значительное увеличение сдвига ГХ достигается возбуждением поверхностных плазмонных волн (ППВ) [5–7] и блоховских поверхностных электромагнитных волн в фотонных кристаллах [8–10]. Заметное увеличение углового смещения можно наблюдать для сильно сфокусированного пучка, отраженного диэлектрической поверхностью, вблизи угла Брюстера [11]. Физическая причина продольного сдвига ГХ заключается в угловой дисперсии коэффициентов отражения Френеля. Сдвиг ИФ – это спин-зависимый эффект, возникающий в результате спин-орбитального взаимодействия [4].

В последние годы большой интерес вызывает исследование фотонного спинового эффекта Холла (ФСЭХ) в различных физических системах [12–24]. Обычно ФСЭХ, а также сдвиг ИФ, связаны с пространственным и угловым разделением фотонов с противоположным спиновым угловым моментом (СУМ). Для фотонов, проходящих через границу раздела воздух–стекло, наблюдались спин-зависимые поперечные сдвиги между лево- и право-циркулярно-поляризованными компонентами поля [15, 16]. Такие поперечные сдвиги вне плоскости падения пучка являются аналогом сдвига ИФ. В частности, для света, падающего на поверхность вблизи угла Брюстера, наблюдалось смещение ИФ на 3.2 мкм [16]. Большой поперечный ФСЭХ был продемонстрирован для пучка, проходящего через на-

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

[2)]e-mail: petrovni@mail.ru

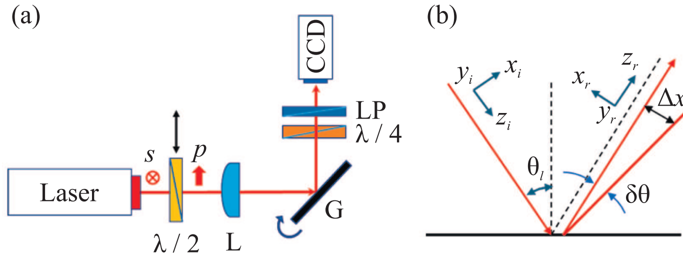


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная установка. $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; L – линза; G – субволновая решетка; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка; LP – линейный поляризатор, и ПЗС-камера; (b) – схематическое изображение продольного ФСЭХ при отражении пучка света от поверхности решетки

клонный поляризатор [22]. Впоследствии было обнаружено продольное (в плоскости падения) спин-зависимое расщепление пучка света [17–20]. В плоском волноводе с помощью мод сверхвысокого порядка наблюдалось смещение отраженных световых пятен на 0.16 мм, соответствующих противоположным круговым поляризациям [25]. Значительное усиление ФСЭХ происходит за счет поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [26]. Хотя на сегодняшний день ФСЭХ хорошо изучен, до сих пор не существует эффективного способа управления спин-зависимым угловым сдвигом, особенно для увеличения его величины или изменения пространственного положения отраженного пучка. В недавней работе [24] мы исследовали ФСЭХ в никелевой решетке. Представляет интерес исследование влияния материала на ФСЭХ в субволновых дифракционных решетках.

В настоящей работе мы исследуем ФСЭХ при отражении лазерного пучка света от субволновой серебряной решетки, усиленный ППР. В отличие от поперечного сдвига ИФ, здесь мы исследуем продольное спиновое расщепление в плоскости распространения падающего пучка. Используя стандартную теорию ФСЭХ и поляриметрические и оптимизированные методы слабых измерений, показано, что влияние материала решетки оказывается значительным.

На рисунке 1 представлена экспериментальная установка, состоящая из He–Ne лазера с длиной волны излучения $\lambda = 632.8$ нм и диаметром пучка 750 мкм, полуволновой и четвертьволновой пластин, линейного поляризатора, фокусирующей линзы, субволновой дифракционной решетки с периодом $\Lambda = 400$ нм, расположенной на моторизованной поворотной платформе, и ПЗС-камеры для измерения профиля пучка света. Линейные поляризаторы и четвертьволновые пластины используются для проведения поляриметрических измерений, позволяющих разделить проявления эффектов ГХ и ФСЭХ. Для фокусировки падающего пучка использовалась линза с фокусным расстоянием 30 мм. Дифракционная решетка расположена в плоскости фокуса линзы. Радиус пучка в плоскости фокуса равен $w_0 = 16.1$ мкм. Угловая расходимость отраженного пучка составляет 0.52°, что оказывается заметно меньше угла 0.78° между двумя расщепленными пучками при резонансном угле падения. Поэтому два расщепленных пучка пространственно разделены в плоскости наблюдения. Измерения показывают, что для $s$-поляризованного пучка сдвиги ГХ и ИФ отсутствуют. Погрешность измерения угла (повторяемость) составляет $0.005° = 18''$. На рисунке 1b показано отражение пучка света от поверхности раздела воздух-решетка. Системы координат $(x_i, y_i, z_i)$ и $(x_r, y_r, z_r)$ соответствуют падающему и отраженному электрическим полям. В измерениях используется субволновая серебряная решетка с периодом $\Lambda = 400$ нм и глубиной $h = 20$ нм, для которой выполнены оптимальные условия для взаимодействия падающего света с ППВ.

Исследуем угловые сдвиги при возбуждении ППР в субволновой серебряной решетке с периодом $\Lambda = 400$ нм (рис. 2). измерить благодаря дополнительному усилению, вызванному коэффициентом распространения. Эффекты углового сдвига и изменения формы пучка для условий отраженного пучка вблизи ППР продемонстрированы экспериментально и подтверждены электромагнитным модели-

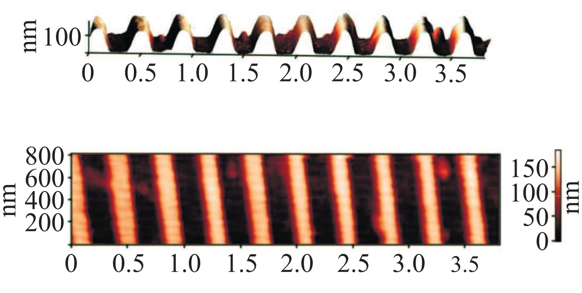


Рис. 2. (Цветной онлайн) АСМ изображение субволновой решетки с периодом $\Lambda = 400$ нм

рованием. Решетка была изготовлена с использованием электронно-лучевой литографии (e-beam) и слоя негативного фоторезиста (полиметилметакрилата, ПММА), нанесенного на никелевую подложку. Исходный рельеф решетки формировался на слое позитивного электронорезиста толщиной 200 нм, нанесенного методом центрифугирования на стеклянную фотошаблонную заготовку с маскирующим хромовым покрытием [27].

На рисунке 3 представлены расчетные и измеренные зависимости коэффициента отражения от угла падения $p$-поляризованного пучка для серебряной решетки с периодом $\Lambda = 400$ нм и глубиной $h = 20$ нм при длине волны излучения $\lambda = 632.8$ нм. Видно, что оптимальные условия для взаимодействия падающего света с ППВ достигаются при резонансном угле падения $\theta_i = 33.30°$ (рис. 3).

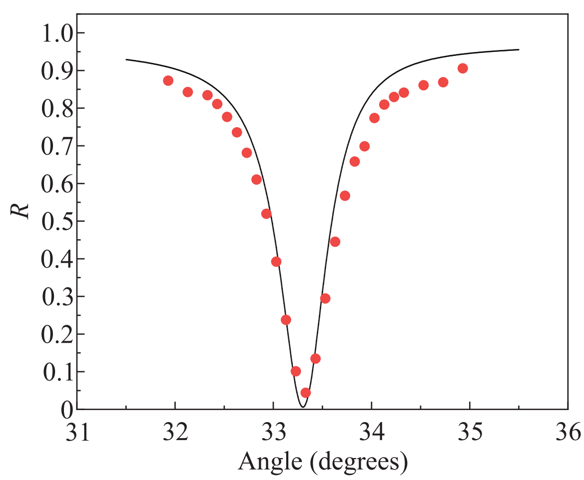


Рис. 3. (Цветной онлайн) Расчетная (сплошная кривая) и измеренная (точки) дифракционные эффективности нулевого порядка в зависимости от угла падения для серебряной решетки с периодом $\Lambda = 400$ нм и глубиной $h = 20$ нм при длине волны излучения $\lambda = 632.8$ нм с $p$-поляризацией

Для расчетов дифракционной эффективности используется строгая электромагнитная теория, основанная на $C$-методе [28–31]. Отметим, что $s$-волна не возбуждает ППВ, поэтому для наблюдения поверхностного плазмонного резонанса необходима падающая волна с $p$-поляризацией.

Электрическое поле отраженного пучка может быть описано с использованием стандартной теории [4, 14, 16]. Комплексная амплитуда отраженного пучка может быть выражена преобразованием Фурье:

$$\mathbf{E}(x_r, y_r, z_r) = \iint \mathbf{E}(k_{rx}, k_{ry}, z_r) e^{ik_{rx}x + ik_{ry}y} dk_{rx} dk_{ry}, \quad (1)$$

где угловой спектр в параксиальном приближении задается формулой

$$\mathbf{E}(k_{rx}, k_{ry}, z_r) = \mathbf{E}_0(k_{rx}, k_{ry}) e^{iz_r\sqrt{k_0^2 - k_{rx}^2 - k_{ry}^2}} \cong$$
$$\cong \mathbf{E}_0(k_{rx}, k_{ry}) e^{ik_0 z_r} e^{-\frac{i}{2k_0}(k_{rx}^2 + k_{ry}^2) z_r}, \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор падающего пучка, и $k_{rx}$, $k_{ry}$ – компоненты волнового вектора отраженного пучка в направлении $x_r$, $y_r$.

Исходя из граничного условия, отраженный угловой спектр выражается в виде:

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \quad (3)$$
$$= \begin{pmatrix} r_p & \frac{k_{ry}(r_p + r_s)\cot\theta_i}{k_0} \\ -\frac{k_{ry}(r_p + r_s)\cot\theta_i}{k_0} & r_s \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix},$$

где $r_p$ и $r_s$ – френелевские коэффициенты отражения для $p$- и $s$-поляризаций соответственно, $\theta_i$ – угол падения, $k_{rx} = -k_{ix}$, и $k_{ry} = k_{iy}$.

Разлагая в ряд Тейлора вблизи центрального волнового вектора $k_{ix0} = k_0 \sin\theta_0$, коэффициенты отражения $r_p$ и $r_s$ можно представить в виде:

$$r_{p,s}(\theta_i) = r_{p,s}(\theta_0) + (\theta_i - \theta_0) \left. \frac{dr_{p,s}}{d\theta_i} \right|_{\theta_i = \theta_0} +$$
$$+ \frac{1}{2}(\theta_i - \theta_0)^2 \left. \frac{d^2 r_{p,s}}{d\theta_i^2} \right|_{\theta_i = \theta_0} \ldots \quad (4)$$

Рассмотрим падающий $p$-поляризованный пучок с гауссовым угловым спектром:

$$E_i^p = \frac{w_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{w_0^2(k_i x^2 + k_i y^2)}{4}\right], \quad (5)$$

где $w_0$ – радиус пучка.

Вычисляя интеграл в (1), используя уравнения (3)–(5), и соотношения $E_r^p = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_r^+ + E_r^-)$ и $E_r^s = \frac{i}{\sqrt{2}} E_r^- - E_r^+)$, получаем выражение для право- и лево-циркулярно поляризованных (ПЦП, ЛЦП) составляющих отраженного поля

$$E_r^+ = \frac{1}{\sqrt{2\pi} w_0} \frac{z_R}{z_R + iz_r} \exp\left(-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + y_r^2}{z_R + iz_r}\right) \times$$
$$\times \left[r_{p,s} - \frac{ix_r}{z_R + iz_r} \frac{dr_{p,s}}{d\theta_i} \mp \frac{y_r \cot\theta_i}{z_R + iz_r}(r_p + r_s)\right], \quad (6)$$

где положительные и отрицательные знаки обозначают ПЦП и ЛЦП составляющие поля, а $z_R = k_0 w_0^2/2$ – длина Рэлея.

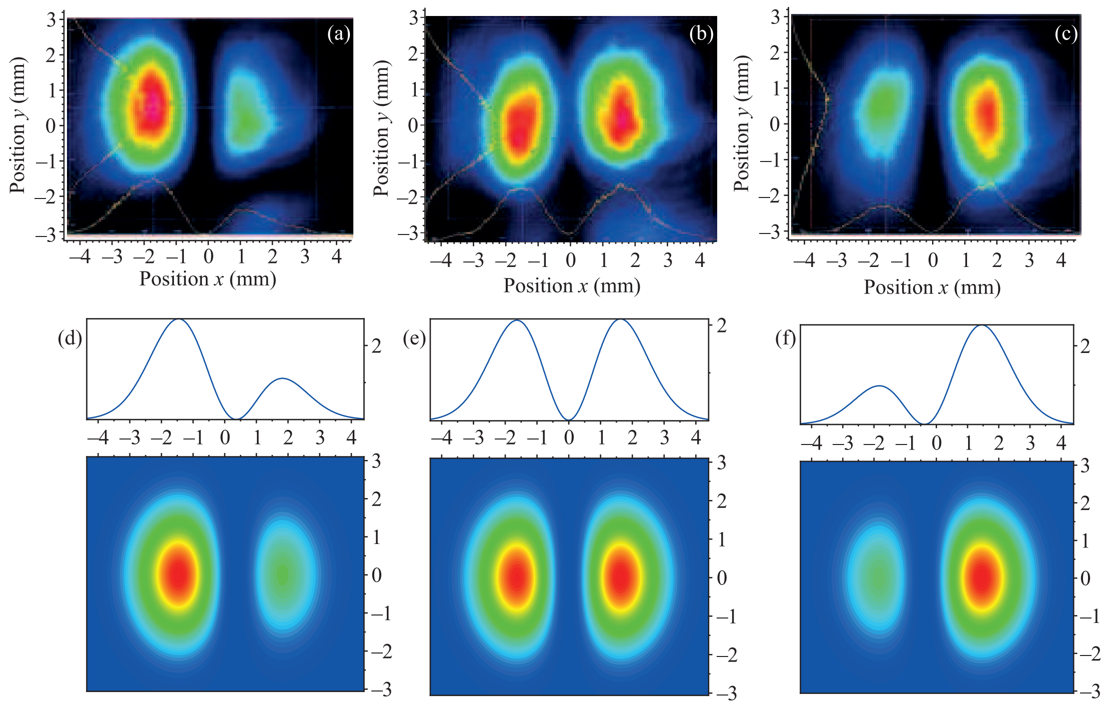


Рис. 4. (Цветной онлайн) Профили интенсивностей отраженного пучка от поверхности серебряной (Ag) решетки. Эксперимент (a), (b), (c) и расчет (d), (e), (f). $z = 22$ см, (a), (d) – $\theta_i = 33.20°$. (b), (e) – $\theta_i = \theta_{\text{res}} = 33.30°$, (c), (f) – $\theta_i = 33.40°$

На рисунке 4 представлены измеренные и расчетные профили интенсивностей отраженного пучка на расстоянии $z = 22$ см от поверхности серебряной решетки с периодом 400 нм и глубиной 20 нм при $p$-поляризации падающего излучения. При оптимальном угле падения, соответствующем резонансному углу падения $\theta_i = 33.30°$, наблюдается расщепление отраженного пучка в плоскости падения (рис. 4b). Видно, что положения измеренных пиков интенсивности хорошо согласуются с результатами моделирования. Из измерений следует, что для падающего $p$-поляризованного пучка происходит спин-независимое расщепление пучка в плоскости падения (без разделения фотонов с противоположным СУМ), которое является сдвигом ГХ. Действительно, практически вся мощность отраженного пучка, проходящего через линейный поляризатор, оказывается $p$-поляризованной. Появление двух пятен вблизи резонансного угла падения обусловлено наличием провала на кривой отражательной способности решетки (рис. 3). В то время как центральная часть провала с минимальным коэффициентом отражения приводит к исчезновению отраженного света падающего гауссова пучка, левая и правая стороны провала с более высокой отражательной способностью приводят к созданию двух пиков. Два равных пика появляются, когда угол падения равен резонансному углу. Из рисунка 4a и c видно, что отклонение угла падения в ту или иную сторону от резонансного угла приводит к изменению пространственного распределения интенсивности отраженного пучка. Интенсивность одного из расщепленных пучков быстро уменьшается с увеличением отклонения от резонансного угла падения, и за пределами резонанса наблюдается только один отраженный пучок, смещение которого от френелевского угла отражения исчезает, как для падающего излучения с $s$-поляризацией. Следует отметить, что чувствительность распределения интенсивности к изменению угла падения в никелевой решетке почти на порядок выше, чем в серебряной. Если в случае никелевой решетки заметное изменение в распределении интенсивности происходит при изменении угла падения на 0.01 градуса (см. дополнительные материалы, рис. S1), то в случае серебряной решетки угол падения должен быть изменен на 0.1 градуса (рис. 4).

Чтобы наблюдать усиленное спин-зависимое расщепление, необходимо создать оптимальное перекрытие состояний поляризаций падающего и выходного излучений. Это позволяет наблюдать усиление спинового эффекта Холла, управляя состоянием поляризации падающего пучка. В этом случае падающий пучок становится эллиптически поляризованным (содержит компоненты $p$- и $s$-поляризаций), и отраженный пучок выражается в виде:

$$\begin{bmatrix} (E^p_{rw} \\ E^s_{rw} \end{bmatrix} = \tag{7}$$

$$= \begin{bmatrix} r_p \cos\gamma + \frac{k_{ry}(r_p+r_s)\cot\theta_i \sin\gamma}{k_0} \\ r_s \sin\gamma - \frac{k_{ry}(r_p+r_s)\cot_i \cos\gamma}{k_0} \end{bmatrix} \tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}),$$

где $\gamma$ – угол поляризации падающего пучка (угол предварительного выбора) между вектором поляризации и горизонтальной осью $x_i$, и $\tilde{E}_i = \frac{w_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{w_0^2(k_{ix}^2+k_{iy}^2)}{4}\right]$.

При таком предварительном выборе спиновое расщепление в плоскости падения значительно усиливается. Из уравнения (7) следует, что центр тяжести отраженного пучка с круговой поляризацией может быть выражен аналитически (см. дополнительные материалы, формула (S8)). При пропускании отраженного пучка через фильтр определенной циркулярной поляризации одно из пятен исчезает. Это означает, что при отражении пучка происходит угловое разделение лево- и право-поляризованных фотонов. Левое и правое пятна циркулярно поляризованы с противоположными знаками спиральности. Физический механизм такого разделения пучков обусловлен спин-орбитальным взаимодействием [4], усиленным ППР в субволновой дифракционной решетке. Расчеты, проведенные с использованием стандартной теории, показали хорошее согласие с измерениями. Наблюдаемый эффект обусловлен изменением фазового распределения поля по поперечному сечению отраженного пучка, вызванным взаимодействием падающего излучения с ППВ. Действительно, строгое электромагнитное моделирование показывает, что фазы полей в соседних отраженных пучках отличаются на величину $\pi$, т.е. электрические поля колеблются в противоположных фазах. Фаза $s$-составляющей поля остается практически постоянной по всему поперечному сечению отраженного пучка. Следовательно, левое и правое отраженные пятна будут состоять из фотонов с противоположными знаками спиральности.

На рисунке 5 представлены измеренные и расчетные (сплошные кривые) зависимости положения центра тяжести отраженного пучка после прохождения через ЛЦП и ПЦП фильтры от угла поляризации падающего пучка относительно оси $x_i$. Видно, что при угле поляризации $\gamma = 0$ смещение центра тяжести двух расщепленных пучков обращается в ноль, хотя они максимально удалены друг от друга. Это означает,что два расщепленных пучка имеют одинаковые

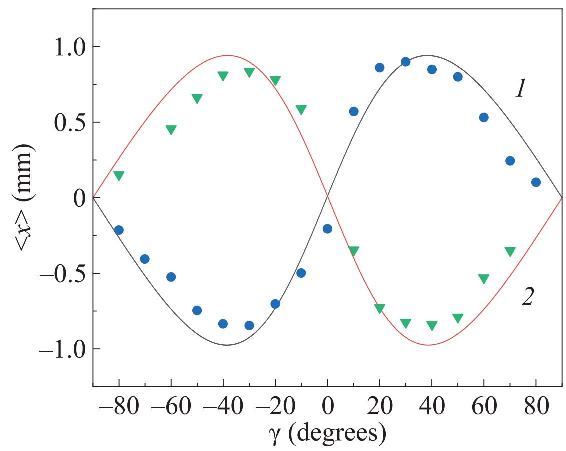


Рис. 5. (Цветной онлайн) Положения центров тяжести ПЦП и ЛЦП поляризованных отраженных пучков в зависимости от угла поляризации $\gamma$: $z = 22$ см, $\theta_i = \theta_{\text{res}} = 33.30°$. *1* – ПЦП, *2* – ЛЦП

интенсивности. Отметим, что при $\gamma = 0$ отраженные пучки $p$-поляризованы, и смещение каждого из двух пучков относительно френелевского угла отражения принимает максимальное значение. При угле поляризации $\gamma = 90°$ расщепление отраженного пучка отсутствует, поскольку падающее излучение становится $s$-поляризованным. В этом случае эффекты как ГХ, так и ФСЭХ отсутствуют. Отметим, что как эффект ГХ, так и ФСЭХ уменьшаются с отклонением угла падения от резонансного, и практически исчезают при удалении от резонансного угла падения на 2°.

Компоненты ЛЦП и ПЦП отраженного пучка хорошо разделены вдоль оси $x_r$, т.е. они смещены в противоположных направлениях (см. дополнительные материалы, рис. S4). При оптимальном угле $\gamma =$ $= \pm 40°$ достигается максимальный сдвиг отраженного пучка с циркулярной поляризацией, что соответствует угловому отклонению отраженного пучка относительно френелевского угла отражения на величину порядка 0.3° $(0.5 \cdot 10^{-2}$ рад). Оптимальный угол предварительного выбора соответствует условию, при котором амплитуда отраженного поля с $p$-поляризацией становится равной амплитуде отраженного поля с $s$-поляризацией. Левое и правое пятна имеют круговую поляризацию с противоположными знаками спиральности. Фотоны с заданной спиральностью смещаются в противоположном направлении, когда угол предварительного выбора $\gamma$ меняет свой знак. Это демонстрирует возможность переключения пространственного положения отраженных пучков с противоположными знаками спиральности путем изменения угла поляризации падающего пучка.

Отметим, что пространственное разделение ЛЦП и ПЦП пучков света, отраженных от серебряной решетки, больше, чем от никелевой решетки. Оптимальный угол поляризации $\gamma$, при котором наблюдается максимальный ФСЭХ, для никелевой решетки составляет $4^\circ$. В отличие от никелевой решетки, для серебряной решетки оптимальный угол поляризации составляет $40^\circ$. Такое различие обусловлено влиянием диэлектрической проницаемости материала. Мнимая часть диэлектрической проницаемости серебра на порядок меньше этой величины для никеля. Длина распространения плазмонной волны в серебряной решетке составляет $l_p(\mathrm{Ag}) \approx 23.4$ мкм, в то время как эта длина в никелевой решетке равна $l_p(\mathrm{Ni}) \approx 3.27$ мкм [6, 7].

Таким образом, теоретически и экспериментально продемонстрированы спин-зависимые и независимые от спина угловые сдвиги, усиливаемые ППР. В отличие от обычного поперечного спинового расщепления, которое является аналогом сдвига ИФ, здесь мы наблюдали продольное спиновое расщепление, которое значительно превосходит поперечное спиновое расщепление. Измерения показывают, что как спин-независимое (сдвиг ГХ), так и спинзависимое (ФСЭХ) расщепление увеличиваются с уменьшением размера сфокусированного пятна падающего пучка. Экспериментально мы достигли углового сдвига между пятнами $0.78^\circ$, когда радиус пучка $w_0 = 16.1$ мкм. Это смещение соответствует пространственному разделению между центроидами отраженных пятен на 3 мм на расстоянии 220 мм. Эти значения на порядок превышают величину сдвига ГХ между пятнами при отражении пучка от однородной серебряной пленки в условиях возбуждения в ней ППР [32] и заметно превышают пространственное разделение пятен, наблюдаемое при угле Брюстера [17–20].

Высокая чувствительность ФСЭХ к углу падения лазерного пучка вблизи ППР была продемонстрирована путем выбора оптимальных параметров решетки (период и глубина, диэлектрическая проницаемость материала) и падающего пучка (радиус пучка, длина волны, угол поляризации). Это указывает на то, что, изменяя угол падения и предварительно выбранный угол поляризации вблизи поверхностного плазмонного резонанса в субволновых решетках, можно наблюдать перестраиваемый ФСЭХ.

Плазмонные структуры, рассмотренные в работе, представляют также интерес для усиления магнето-оптических эффектов, зондирования и модуляции света [10], для формирования фемтосекундных лазерных импульсов, отраженных от одномерного плазмонного кристалла [33]. Взаимодействие поверхностных мод с различными типами молекул и сред приводит к появлению целого ряда новых эффектов, на основе которых разрабатываются сверхчувствительные сенсоры, улучшенные фотоэлектрические элементы, новые оптоэлектронные и коммуникационные устройства, новые метаматериалы и т.д. Известно, что плазмонные моды можно разделить на два класса: распространяющиеся поверхностные плазмоны (РПП) и локализованные поверхностные плазмоны (ЛПП). Переход между режимами ЛПП и РПП в золотых решетках с фиксированным периодом и переменным коэффициентом заполнения исследован в [34]. Широкие возможности открываются при использовании включений плазмонных наночастиц (метаматериалов) для создания качественно новых акустооптических приборов [35]. В [36] было рассмотрено влияние плазмонных наночастиц, внедренных в резонаторный слой фильтра нарушенного полного внутреннего отражения, на его спектр пропускания.

В заключение, в работе исследовано влияние состояния поляризации и угла падения пучка света на угловые сдвиги отраженного пучка, усиленные ППР в субволновых дифракционных решетках из никеля и серебра. Продемонстрирован усиленный фотонный спиновый эффект Холла в субволновых решетках, используя стандартную теорию ФСЭХ и поляриметрические и оптимизированные методы слабых измерений. Показано, что изменение углов падения и состояния поляризации являются эффективными способами управления спиновым расщеплением, особенно для увеличения его величины или изменения пространственного положения отраженного пучка. Обнаружено, что эти большие сдвиги очень чувствительны к углу падения и состоянию поляризации. Высокая степень разделения по спинам и высокая степень циркулярной поляризации достигаются при оптимальном состоянии поляризации и резонансном угле падения.

Полученные результаты могут быть полезны в прецизионных измерениях, спин-селективных нанофотонных системах, при разработке нанофотонных устройств и оптических сенсоров, оптических переключателей, а также в угловой метрологии и квантовой обработке информации.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного задания FFNS-2025-0007.

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют,что у них нет конфликта интересов.

1. F. Goos and H. Hanchen, Annalen der Physik **436**, 333 (1947).
2. Ф. И. Федоров, ДАН СССР **105**, 465 (1955).
3. C. Imbert, Phys. Rev. D **5**, 787 (1972).
4. K. Y. Bliokh and A. Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013).
5. X. Yin, L. Hesselink, Z. Liu, N. Fang, and X. Zhang, Appl. Phys. Lett. **85**, 372 (2004).
6. N.I. Petrov, V.A. Danilov, V.V. Popov, and B. A. Usievich, Opt. Express **28**, 7552 (2020).
7. N.I. Petrov, Y.M. Sokolov, V.V. Stoiakin, V.A. Danilov, V.V. Popov, and B.A. Usievich, Photonics **10**, 180 (2023).
8. В.В. Москаленко, И.В. Соболева, А.А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **91**, 414 (2010).
9. I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, and A. A. Fedyanin, Phys. Rev. Lett. **108**, 123901 (2012).
10. A. V. Makarova, A. A. Nerovnaya, D. N. Gulkin, and V. V. Popov, A. Yu. Frolov, and A. A. Fedyanin, ACS Photonics **11**, 1619 (2024).
11. N. I. Petrov, J. Mod. Opt. **52**, 1545 (2005).
12. M. Onoda, S. Murakami, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **93**, 083901 (2004).
13. A. Kavokin, G. Malpuech, and M. Glazov, Phys. Rev. Lett. **95**, 136601 (2005).
14. K. Y. Bliokh and Y. P. Bliokh, Phys. Rev. Lett. **96**(7), 073903 (2006).
15. O. Hosten and P. Kwiat, Science **319**(5864), 787 (2008).
16. H. Luo, X. Zhou, W. Shu, S. Wen, and D. Fan, Phys. Rev. A **84**, 043806 (2011).
17. Y. Qin, Y. Li, X. Feng, Y.F. Xiao, H. Yang, and Q. Gong, Opt. Express **19**(10), 9636 (2011).
18. X. Zhou, H. Luo, and S. Wen, Opt. Express **20**(14), 16003 (2012).
19. X. Qiu, Z. Zhang, L. Xie, J. Qiu, F. Gao, and J. Du, Opt. Lett. **40**, 1018 (2015).
20. X. Zhou, L. Xie, X. Ling, S. Cheng, Z. Zhang, H. Luo, and H. Sunet, Opt. Lett. **44**, 207 (2019).
21. L. Sheng, L. Xie, J. Sun, S. Li, Y. Wu, Y. Chen, and X. Zhou, Opt. Expr. **27**, 32722 (2019).
22. K. Y. Bliokh, C. T. Samlan, C. Prajapati, G. Puentes, N. K. Viswanathan, and F. Nori, Optica **3**(10), 1039 (2016).
23. H. You, A. Alturki, X. Zeng, and M. S. Zubairy, Nanophotonics **12**(6), 1159 (2023).
24. N.I. Petrov, Y.M. Sokolov, V.V. Stoiakin, V.A. Danilov, V.V. Popov, and B.A. Usievich, Opt. Lett. **50**, 1317 (2025).
25. H. Dai, L. Yuan, C. Yin, Z. Cao, and X. Chen, Phys. Rev. Lett. **124**, 053902 (2020).
26. H. You, A. Alturki, X. Zeng, and M. S. Zubairy, Nanophotonics **12**, 1159 (2023).
27. T. Novikova, A. De Martino, P. Bulkin, Q. Nguyen, B. Drevillon, V. Popov, and A. Chumakov, Opt. Express **15**, 2033 (2007).
28. J. Chandezon, M. T. Dupuis, and G. Cornet, J. Opt. Soc. Am. **72**, 839 (1982).
29. N. I. Petrov, V. G. Nikitin, V. A .Danilov, V. V. Popov, and B. A. Usievich, Appl. Opt. **53**, 5740 (2014).
30. Н. И. Петров, В. А. Данилов, В. В. Попов, Б. А. Усиевич, Квантовая электроника **48**, 537 (2018).
31. http://www.mcgrating.com/.
32. А. Б. Петрин, Оптика и спектроскопия **127**, 654 (2019).
33. P. P. Vabishchevich, M. R. Shcherbakov, V. O. Bessonov, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, JETP Lett. **101**, 787 (2015).
34. M. I. Dobynde, M. R. Shcherbakov, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, Pis'ma v ZhETF **103**, 50 (2016).
35. Н. И. Петров, В. И. Пустовойт, Письма в ЖЭТФ **109**, 19 (2019).
36. N. I. Petrov, Photonics **11**, 180 (2024).