

## Эволюция поляризации излучения He–Ne-лазера во вращающемся диэлектрике

© В.О. Гладышев, Д.И. Портнов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005 Москва, Россия  
e-mail: vgladyшев@mail.ru

(Поступило в Редакцию 5 июня 2014 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований распространения плоскополяризованного когерентного излучения He–Ne-лазера во вращающемся диэлектрике. Обнаружены обратимые во времени переходные процессы поворота плоскости поляризации, а также изменения степени эллиптичности, деполаризации и углового отклонения лазерного излучения со временем релаксации  $\tau = 10^2 - 10^3$  с при установившейся частоте вращения диэлектрика в диапазоне  $f = 2 - 250$  Hz.

### Введение

Прохождение плоской монохроматической электромагнитной волны линейной поляризации через вращающийся изотропный диэлектрик с показателем преломления  $n$  сопровождается поворотом плоскости поляризации. Угол поворота поляризации должен быть пропорционален времени, которое необходимо электромагнитной волне для прохождения среды  $t = nl/c$ , а также коэффициенту увлечения Френеля  $\alpha = 1 - 1/n^2$ .

Это свойство может быть использовано для получения данных о вращательном движении сред, через которые это излучение распространяется. Более того, изучение процессов распространения электромагнитного излучения во вращающемся диэлектрике позволит решить задачу генерации лазерного излучения в средах, имеющих невысокий коэффициент теплопроводности. С практической точки зрения изменение состояния поляризации в оптически прозрачном диске также позволяет использовать его для управления лазерным излучением. Наличие оптически прозрачных сред от ультрафиолетового до дальнего инфракрасного диапазона позволяет применять подобную технологию управления когерентным излучением для лазеров любого типа.

Эффект поворота плоскости поляризации монохроматической электромагнитной волны, падающей нормально на вращающийся однородный и изотропный диэлектрик, был предсказан в работе [1]. Вращение оптической среды должно приводить к повороту поляризации излучения, прошедшего через вращающийся диск или цилиндр на угол, который линейно зависит от частоты вращения  $f$  и оптического пути в среде  $L = nl$ . Об экспериментальной регистрации этого эффекта сообщается в работе [2], где лазерное излучение падало почти по нормали на плоскую поверхность цилиндрического стержня длиной 100 и 20 mm в диаметре. Исследование данного явления при других углах падения не проводилось.

Расчеты показывают, что величина угла поворота поляризации когерентного излучения обычно невелика и имеет порядок микроградусов, что объясняет слож-

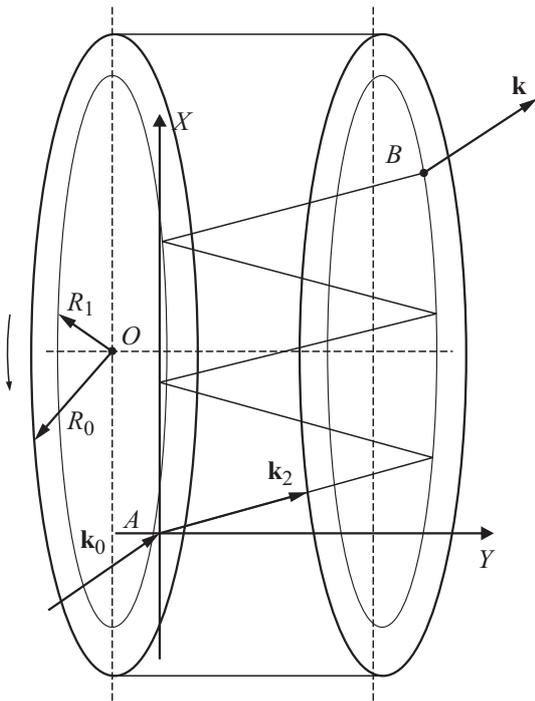
ность экспериментальных исследований и ограниченность практического использования этого классического эффекта электродинамики движущихся сред. При этом считается, что при вращении оптически прозрачный цилиндр продолжает оставаться однородным и изотропным. Очевидно, что данное утверждение является справедливым только до некоторой степени точности и при значительных скоростях вращения может возникать искусственная (вызванная движением среды) анизотропия оптических свойств.

Возникающие при этом напряжения приведут к двулучепреломлению и изменению поляризации излучения, причем естественно предположить, что поворот поляризации электромагнитной волны должен быть пропорционален квадрату угловой скорости вращения диэлектрика. Однако, как показали проведенные авторами эксперименты, зависимость угла поворота плоскости поляризации от частоты вращения диэлектрика имеет нелинейный вид [3]. Предметом настоящей работы является детальное исследование временных и частотных зависимостей угла поворота поляризации, эллиптичности, степени поляризации и угловых характеристик излучения, распространяющегося через вращающийся диэлектрик, который в состоянии покоя обладает изотропными и оптически прозрачными свойствами.

### Экспериментальная установка

В экспериментах излучение от лазера ЛГН 302 распространялось через вращающийся оптический диск (OD), выполненный из стекла ТФ3 с показателем преломления  $n = 1.71233$  на длине волны излучения лазера  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  (рис. 1).

Излучение поступало на плоскую поверхность диска при угле падения  $\vartheta = 60^\circ$ . Оптический диск имеет следующие параметры: диаметр  $2R_0 = 62$  mm (рис. 1), толщина диска  $d = 10$  mm. Для увеличения оптического пути на плоские поверхности OD были нанесены металлические отражающие покрытия радиусом  $R_1$ . Число



**Рис. 1.** Оптическая схема исследуемого диска. Луч преломляется в точке  $A$ , отражается от зеркальных участков плоских поверхностей  $OD$  радиуса  $R_1$  и выходит из диска в точке  $B$ . Волновой вектор прошедшей электромагнитной волны  $\mathbf{k}$  коллинеарен вектору  $\mathbf{k}_0$  падающей волны.

переотражений на плоских зеркалах, нанесенных на торцы  $OD$ :  $N = 6$  (на рис. 1 в целях простоты изображено 4 переотражения). Полная длина оптического пути при распространении из точки  $A$  в точку  $B$  при  $N = 6$  равна  $L = (N + 1)nl = 139$  мм. Из рисунка видно, что  $OD$  работает на просвет как плоскопараллельная пластина.

На рис. 1 изображен вид диска сверху. Горизонтальная плоскость, в которой находятся лучи, которые переотражаются на плоских зеркальных гранях диска, находится на расстоянии 20.5 мм над осью вращения диска. При этом геометрический путь луча соответствует случаю, когда увлечение света средой максимально, т. е. угол падения и длина оптического пути таковы, что продольный эффект Физо и отклонение от закона Снеллиуса имеют максимальное суммарное значение. Вопрос оптимального ввода лучей в  $OD$ , при котором эффекты оптики движущихся сред оказывают наибольшее влияние на процесс распространения когерентного электромагнитного излучения во вращающемся оптическом диске, рассмотрен в работе [4].

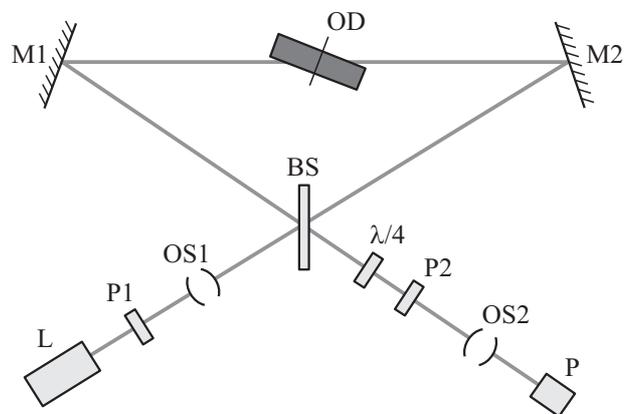
Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 2. В опытах использовался лазерный генератор  $L$  непрерывного режима работы ЛГН 302 с мощностью 0.7 мВт в каждой из двух линейно ортогональных поляризованных компонент. В зависимости от положения поляризатора выходной турели ( $P1$ ) выбиралась горизонтальная или вертикальная линейная ортогонально

поляризованная компонента с одночастотным режимом в каждой поляризации. Высокочастотной составляющей соответствовала длина волны лазерного излучения в вакууме  $\lambda_1 = 0.6329910 \mu\text{m}$ , а низкочастотной составляющей —  $\lambda_2 = 0.6329918 \mu\text{m}$ . Далее излучение проходило через оптическую систему  $OS1$ , представляющую собой диафрагму для „очистки“ пучка, и разделялось на светоделительной пластине  $BS$  на 2 луча, которые распространялись в кольцевой схеме в различных направлениях. Лучи отражались от зеркал  $M1$  и  $M2$ , проходили через оптический диск  $OD$  и снова проходили светоделитель  $BS$ . После выхода из кольцевой схемы лучи проходили поляризатор  $P2$ , оптическую систему  $OS2$ , выполненную в виде рассеивающей линзы, и попадали на фотодетектор  $PD$ . Пластина  $\lambda/4$  использовалась для определения эллиптичности излучения, прошедшего вращающийся диск, и устанавливалась перед поляризатором  $P2$ .

Поляризация прошедшего через  $OD$  лазерного излучения определялась независимо с помощью призмы Глана–Тейлора и пленочного поляризатора. Вращение  $OD$  обеспечивалось трехфазным асинхронным двигателем под управлением цифрового преобразователя частоты Delta Electronics VFD-EL. Регистрация светового потока на выходе осуществлялась высокоскоростным фотодиодом с полосовым предусилителем. Сигнал с фотодетектора проходил обработку на 14-разрядном АЦП.

Кольцевая оптическая схема с вращающимся оптически прозрачным диском была собрана для исследования эффектов оптики движущихся сред. Выбор такой экспериментальной схемы позволяет исследовать не только поляризационные характеристики излучения, прошедшего вращающийся диэлектрик, но также эффект Физо, регистрация которого требует использование интерференционного сигнала.

Ранее на „дисковом“ интерферометре были экспериментально изучены эффекты продольного и поперечного



**Рис. 2.** Оптическая схема установки. Лучи распространяются через оптический диск  $OD$  в противоположных направлениях. Поляризатор  $P2$  используется для определения угла поворота поляризации излучения. Пластина  $\lambda/4$  позволяет определить эллиптичность прошедшего через  $OD$  излучения.

увлечений плоской монохроматической электромагнитной волны в движущемся диэлектрике с учетом нарушения закона Снеллиуса на тангенциальном разрыве скорости [4]. Тангенциальный разрыв скорости возникает на границе оптически прозрачной среды в виде диска или цилиндра, который вращается вокруг своей оси симметрии. Используемая в настоящей работе схема позволяет исследовать амплитудные и фазовые характеристики каждого из двух лучей, прошедших диск в противоположных направлениях, по отдельности. В настоящей работе приведены результаты изучения поляризации лазерного излучения, причем, показано, что зависимость этих характеристик от частоты вращения диэлектрика проявляет себя аналогичным образом при наблюдении уединенного лазерного пучка, прошедшего вращающийся диск, а также при наблюдении интерференции двух пучков, прошедших диск в противоположных направлениях. Знание влияния поляризации на интерференционный сигнал является важным при исследовании эффекта Физо и других эффектов оптики движущихся сред.

### Зависимость амплитуды сигнала от частоты вращения оптического диска

В ходе работы были измерены амплитуды сигналов на  $PD$ , а также угол поворота поляризации  $\Delta\varphi(f_i)$  при различных частотах вращения  $f_i$  оптического диска. Вначале выбирали исходную поляризацию излучения поляризатором  $P1$ . После включения лазера и выхода его на установившийся режим определяли поляризацию излучения, прошедшего неподвижный оптический диск. При этом фиксировали угол поворота поляризатора  $P2$ , при котором проходящий через него сигнал оказывался минимальным. Сигнал на фотодетекторе при этом находился на уровне шума при любом угловом положении  $OD$ , что возможно, если исходно оптический диск не имел внутренних напряжений, которые могли бы привести к деполяризации излучения. Это означает, что излучение, пройдя неподвижный  $OD$ , остается линейно поляризованным, поэтому внутриоборотный сигнал при повороте  $OD$  отсутствует. В дальнейшем, при этом положении поляризатора измеряли первое значение амплитуды сигнала на всех частотах вращения  $f_i$ .

После включения гиromотора, на котором был закреплен  $OD$ , через 60 с диск выходил на заданную частоту вращения. Практически сразу после начала вращения диэлектрика, ввиду поворота поляризации, часть излучения начинала проходить через поляризатор  $P2$ , напряжение на выходе фотодетектора изменялось и появлялся внутриоборотный сигнал. В опыте измерялась амплитуда в максимуме временного сигнала. Запись сигнала осуществлялась с частотой дискретизации 100 кГц, что было достаточно для детального наблюдения и контроля формы временного сигнала. Заметим, что внутриоборотный сигнал может содержать информацию

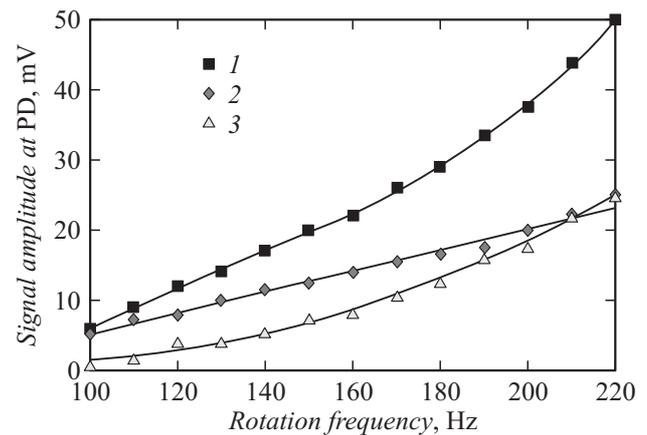


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала на  $PD$  от частоты вращения  $OD$  для спектральной компоненты вертикальной поляризации (1 — при начальном положении поляризатора, 2 — после поворота поляризатора до минимума сигнала, 3 — их разность).

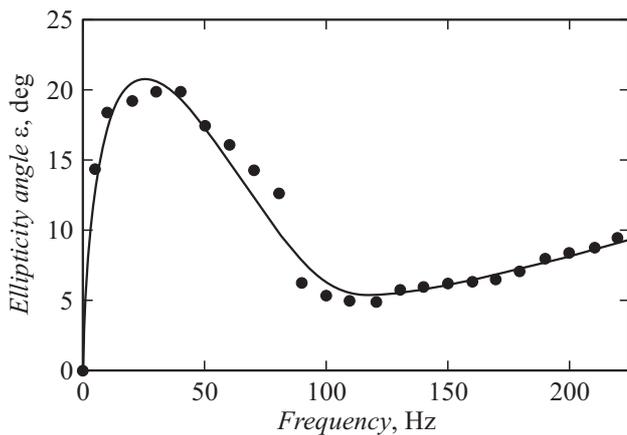
о распределении напряжений в материале диска, однако, этот вопрос требует дополнительных исследований.

Для того чтобы определить угол поворота плоскости поляризации  $\Delta\varphi_i$  при вращении  $OD$ , поляризатор  $P2$  поворачивали таким образом, чтобы интенсивность проходящего через поляризатор света становилась минимальной. Излучение при этом не является линейно-поляризованным. Затем проводились сравнения измеренных пар амплитуд сигнала в исходном положении поляризатора и после его поворота до минимума сигнала. Измерения проводились в интервале частот  $f = 100–220$  Hz с шагом 10 Hz.

На рис. 3 приведены результаты измерений амплитуды сигнала на  $PD$  (исходная вертикальная поляризация лазерного излучения). Поворотом поляризатора сигнал удалось уменьшить с 50 до 25 мВ на частоте вращения  $f = 220$  Hz.

Время выхода  $OD$  на установившуюся частоту вращения равнялось 75 с, поэтому интервал времени между измерениями на разных частотах был выбран 100 с. Вследствие этого обсуждаемые результаты не содержат информацию о переходных процессах изменения поляризации при фиксированной частоте вращения  $f_i$ , так как эти процессы на порядок более длительные.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что при увеличении частоты вращения  $OD$  происходит рост амплитуды сигнала на  $PD$ . Также из представленных данных следует, что после выхода  $OD$  на установившийся режим поворотом поляризатора не удается погасить сигнал на  $PD$  до предельно малых значений, т.е. до уровня шума. Результаты измерений приводят к выводу, что при вращении  $OD$  в диэлектрике возникает двулучепреломление, а исходно линейно поляризованный свет, становится частично эллиптически поляризованным. Это предположение подтверждают измерения,



**Рис. 4.** Зависимость угла эллиптичности  $\varepsilon$  от частоты вращения  $f$ . Зависимость имеет нелинейный участок в области от 0 до 100 Hz.

проведенные по ГОСТ Р50006-92 с пластинкой  $\lambda/4$ , установленной перед поляризатором  $P2$ , и без нее.

На рис. 4 изображены расчетные значения угла эллиптичности  $\varepsilon$ , полученные на основе экспериментальных данных, а также сглаженный график зависимости  $\varepsilon(f)$ .

Эллиптичность определялась как отношение малой оси  $b$  эллипса поляризации лазерного излучения к большой оси  $a$ :

$$e = \frac{b}{a} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}} = \sqrt{\frac{1-p}{1+p}}.$$

Здесь  $p$  — степень поляризации,  $I_{\min}$ ,  $I_{\max}$  — минимальное и максимальное значения интенсивности, измеренные при повороте поляризатора.

В ходе измерений без пластинки  $\lambda/4$  было получено, что на частотах  $f = 5, 30, 80, 200$  Hz эллиптичность стремится к значениям  $e = 0.25; 0.36; 0.23; 0.15$  соответственно через 15–30 min измерений после начала вращения  $OD$ . Для угла эллиптичности можно получить  $\varepsilon = \tan^{-1} e = 14.3^\circ; 19.9^\circ; 12.7^\circ; 8.4^\circ$ .

После установки пластинки  $\lambda/4$  удавалось уменьшить соотношение полуосей эллипса. Так, например, для исходно горизонтальной линейной поляризации при частоте вращения  $OD$   $f = 30$  Hz, эллиптичность уменьшалась до значения  $e = 0.2$  ( $\varepsilon = 11.3^\circ$ ). Это ненулевое значение указывает на то, что наряду с двулучепреломлением во вращающемся диске появляется деполяризация. Степень поляризации излучения оценивается на частоте  $f = 30$  Hz величиной  $p = 0.9$ . Заметим, что при покоящемся  $OD$  эллиптичность излучения  $e = 0$ , а степень поляризации  $p = 1$ .

График 2 на рис. 3 имеет вид, близкий к прямой линии, что демонстрирует линейную зависимость комбинации эллиптичности излучения и деполяризации от угловой скорости вращения. Измерения проводились неоднократно и в разные дни. Зависимость амплитуды

сигнала на  $PD$  от частоты вращения  $f$  воспроизводится достаточно хорошо.

## Эволюция поляризации лучей, прошедших вращающийся диэлектрик

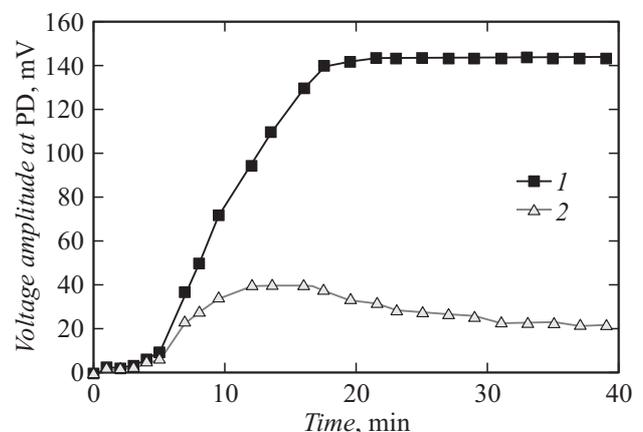
В предварительных экспериментах был обнаружен медленный дрейф угла поворота плоскости поляризации излучения во времени, скорость которого зависит от частоты вращения диска  $f$ .

Это явление было исследовано в области частот до 250 Hz. В опытах были проведены измерения зависимости поворота поляризации от времени для двух лучей по отдельности для вертикальной и горизонтальной спектральных компонент лазера.

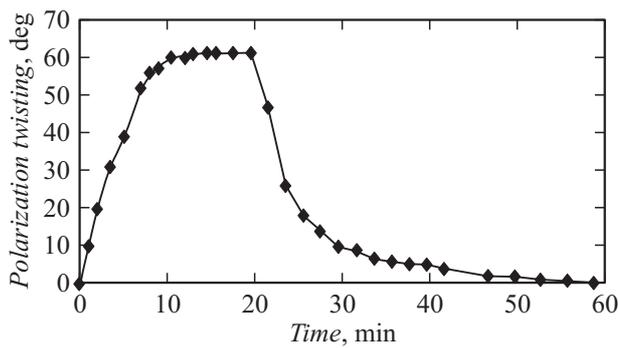
Перед началом эксперимента один из лучей юстировался так, чтобы максимум интенсивности сигнала (яркая часть пятна) попадал в апертуру  $PD$ , затем поляризатор был повернут так, чтобы проходящий через него сигнал был минимален. Это положение поляризатора считалось „исходным“.

После выхода вращения диска в установившийся режим была измерена амплитуда сигнала в максимуме временной зависимости напряжения на  $PD$  сначала при „исходном“ положении блока с поляризатором  $P2$ . При этом контролировалось, чтобы максимум освещенности попадал на апертуру  $PD$ . Затем измерялась амплитуда сигнала после поворота поляризатора на угол, обусловленный эффектом поворота поляризации лучей (поляризатор поворачивался так, чтобы сигнал снова становился минимальным). Затем призма возвращалась в „исходное“ положение и измерения повторялись с интервалом между измерениями 5 min.

Результаты измерений представлены на рис. 5 для частоты  $f = 50$  Hz. Зависимость амплитуды напряжения на  $PD$  в максимуме от времени демонстрирует процесс



**Рис. 5.** Зависимость амплитуды напряжения на  $PD$  в максимуме от времени при частоте вращения 50 Hz для горизонтальной спектральной составляющей (1 — амплитуда сигнала при исходном положении поляризатора, 2 — амплитуда сигнала после поворота поляризатора до минимума сигнала).



**Рис. 6.** Зависимость угла поворота плоскости поляризации луча  $\Delta\varphi$  от времени при частоте вращения 80 Hz. В момент времени  $t = 20$  min двигатель отключили и диск остановился. Восстановление поляризации происходит в течение примерно 40 min.

насыщения (график 1). Через 20 min после начала опыта амплитуда сигнала в максимуме временного отклика превышает значение 140 mV и затем практически не меняется.

График 2 отражает зависимость амплитуды напряжения на ФД при повороте поляризатора до минимума сигнала. Из графика следует немонотонность указанной зависимости.

График 1 характеризует одновременное влияние поворота поляризации и изменение степени эллиптичности и деполяризации. График 2 график характеризует зависимость состояния эллиптичности и деполяризации излучения во времени. Из графика 2 следует, что изменение степени поляризации во времени имеет экстремум приблизительно через 13 min после начала опыта для выбранной частоты вращения. Такая немонотонность наблюдается только на частотах  $f \leq 60$  Hz. При частотах  $f > 60$  Hz наблюдался экспоненциальный рост напряжения на фотодетекторе [3].

Также были проведены измерения угла поворота поляризации в течение 140 min. опыты показали, что при частоте вращения  $f = 50$  Hz угол  $\Delta\varphi$  выходит в насыщение за первые 20 min и в дальнейшем не изменяется.

На рис. 6 представлена зависимость угла поворота плоскости поляризации  $\Delta\varphi$  луча от времени при частоте вращения  $f = 80$  Hz. Из рисунка следует, что за 10 min угол поворота поляризации достигает  $\Delta\varphi = 61^\circ$  и затем не изменяется вплоть до момента, когда двигатель отключают (через 20 min после начала опыта). После этого поляризация возвращается в исходное состояние  $\Delta\varphi = 0^\circ$  в течение 40 min. Процесс выглядит как полностью обратимый.

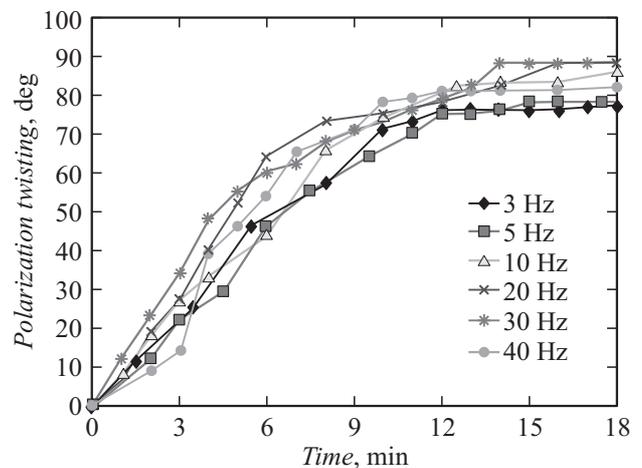
Обратим внимание на то, что блок OD с трехфазным асинхронным электродвигателем имеет динамическую стабилизацию, что объясняет низкий уровень вибраций и акустического шума (рабочий диапазон частот двигателя до 400 Hz). Обработка записей сигнала в течение 60 min при постоянной частоте вращения  $f = 150$  Hz дает оценку абсолютной ошибки (доверительный интервал)

$\Delta f = 0.092$  Hz, что не могло заметно повлиять на результаты измерений. Кроме того, вторая часть графика, изображенного на рис. 6, получена при выключенном двигателе после его плавной остановки (время остановки диска равно 85 s), т. е. при полностью неподвижном OD. Влияние механических факторов (вибрации и упругие колебания в диске, прецессия оси) при этом отсутствуют полностью. Как можно видеть из рис. 6, восстановление поляризации при неподвижном OD происходит в течение примерно 40 min, причем этот процесс выглядит совершенно обратимым, что было проверено неоднократными измерениями (раскрутка–остановка).

### Зависимость угла поворота поляризации и углового отклонения лазерного излучения от частоты вращения OD

В опыте проводилось измерение интенсивности одного из лучей в плоскости PD при вертикальной поляризации на выходе лазера при разных частотах вращения оптического диска. При проведении измерений на фиксированной частоте вращения OD наблюдался переходной процесс, в течение которого амплитуда сигнала на PD экспоненциально возрастала. После выхода амплитуды напряжения временного сигнала в насыщение производился поворот поляризатора так, чтобы напряжение сигнала было минимальным. Затем диск останавливался, и минимум амплитуды постепенно возвращался в свое исходное положение. После этого проводились измерения на другой частоте  $f_i$ .

Результаты измерений зависимости угла поворота плоскости поляризации лучей от времени для вертикальной исходной поляризации лучей на выходе лазера представлены на рис. 7, 8 в двух диапазонах частот вращения  $f = 3–40$  и 50–200 Hz.



**Рис. 7.** Зависимость угла поворота поляризации лучей от времени в диапазоне частот вращения  $f = 3–40$  Hz (спектральная компонента вертикальной поляризации).

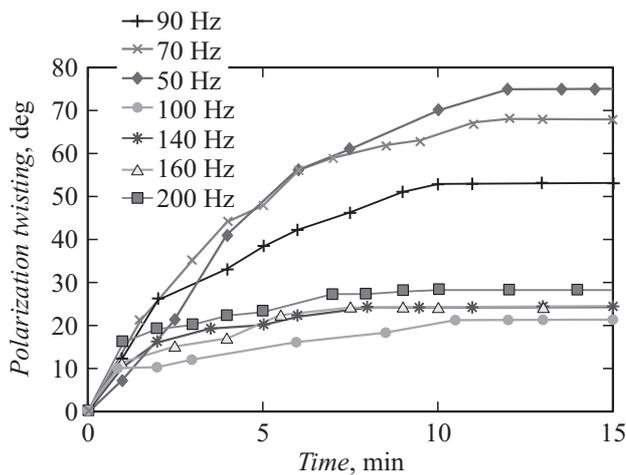
Нетрудно заметить, что поворот поляризации происходит на больший угол при малых частотах.

На рис. 9 изображены измеренные данные угла поворота поляризации в диапазоне частот до 250 Hz для горизонтальной компоненты поляризации лазера, а также сглаженная кривая зависимости  $\Delta\varphi(f)$ . Зависимость угла поворота поляризации для вертикальной составляющей имеет близкий вид. Измерения выполнены с учетом переходного процесса во вращающемся *OD*.

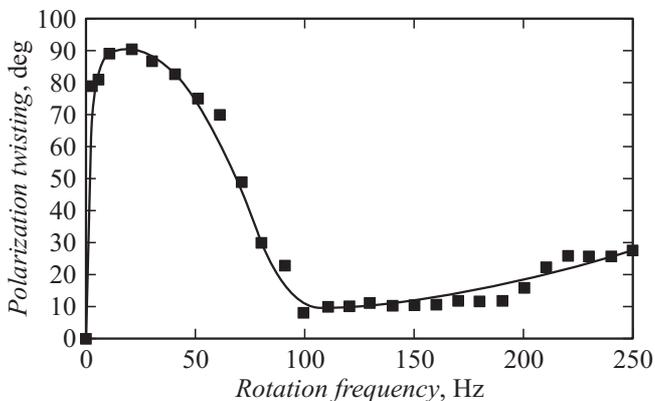
При малых частотах вращения *OD* угол поворота плоскости поляризации излучения достигает 90 deg. Максимум наблюдается на частотах порядка 20–30 Hz. На частотах вращения 2–3 Hz плоскость поляризации поворачивается на угол  $\Delta\varphi \approx 80^\circ$ .

В области  $f > 100$  Hz угол поворота уменьшается до величин порядка 10–20° для обеих компонент поляризации.

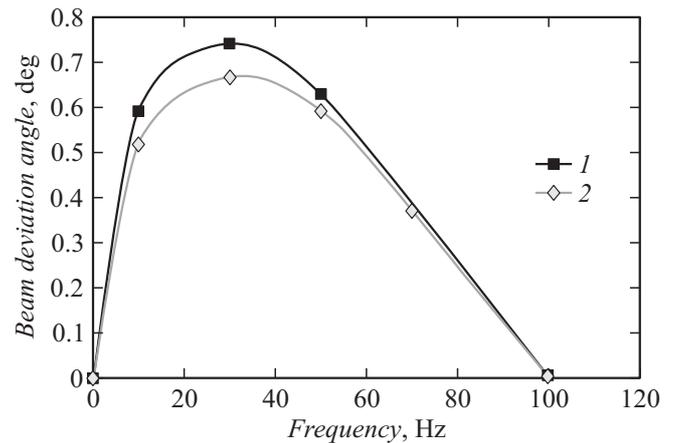
Также было зарегистрировано угловое отклонение лучей, прошедших вращающийся *OD*. На рис. 10 приведена



**Рис. 8.** Зависимость угла поворота поляризации лучей от времени для разных частот вращения в интервале  $f = 50\text{--}200$  Hz (спектральная компонента вертикальной поляризации).



**Рис. 9.** Зависимость угла поворота поляризации  $\Delta\varphi$  от частоты вращения диска  $f$  при горизонтальной спектральной компоненте лазера (экспериментальные данные и сглаженная кривая).



**Рис. 10.** Зависимость угла отклонения луча, прошедшего *OD*, от частоты вращения  $f$  (1 — горизонтальная поляризация, 2 — вертикальная поляризация).

зависимость углового отклонения лазерного луча от частоты вращения для двух спектральных компонент. В опыте измерялось пространственное смещение светового пятна на экране в плоскости регистрации. Так как в оптической схеме экспериментальной установки использовалась оптическая система *OS2*, максимальному угловому отклонению порядка  $0.7^\circ$  соответствовало смещение пятна на экране  $\approx 10$  mm.

Угловое смещение лучей на экране в плоскости регистрации происходило вертикально вниз и не зависело от направления вращения диска.

Сравнивая рис. 9 и 10, можно заметить совпадение в расположении максимальных значений в области 30 Hz. Существенным отличием является то, что начиная с частоты 100 Hz угловое отклонение лучей исчезает. Следует отметить также то, что для углового смещения лучей на каждой частоте вращения также наблюдается переходный процесс с выходом на установившееся значение в течение времени порядка 10–12 min. После того, как оптический диск останавливался, луч возвращался в исходное угловое положение в течение приблизительно 10 min на частоте 30 Hz и 5 min на частоте 10 Hz, соответственно. На частотах 70 и 100 Hz примерное время возвращения луча равнялось 3 min. Можно обратить внимание на то, что время переходного процесса углового смещения луча не равняется времени переходного процесса угла поворота поляризации, что свидетельствует о различных физических механизмах, влияющих на характеристики электромагнитного излучения при его распространении во вращающемся оптическом диске.

## Обсуждение результатов

Исследование зависимости поворота поляризации и оптического изображения во вращающемся диэлектрике обсуждалось в работах [5–7]. В этих работах было показано, что угол поворота изображения и поляризации

имеет прямую зависимость от угловой скорости вращения.

Также можно заметить, что распространение когерентного электромагнитного излучения во вращающемся диэлектрике сопровождается нарушением закона Снеллиуса и эффектом отклонения от прямолинейности [8,9]. Причем, эффект отклонения лучей, распространяющихся во вращающемся диэлектрике в противоположных направлениях, может иметь значение при нерелятивистских скоростях движения среды вследствие смещения точки выхода излучения из вращающегося диска [10].

Однако перечисленные эффекты, так же как классические эффекты Физо и Ферми, следуют из решения уравнений Максвелла и в первом порядке линейно зависят от скорости движения среды. Напротив результаты, представленные в настоящей работе, демонстрируют нелинейную зависимость поляризации излучения от скорости движения среды. Совокупность экспериментальных данных свидетельствует о принципиальном отличии обнаруженного в этой работе явления от эффекта Ферми. При этом необходимо отметить, что стекло ТФ3, из которого изготовлен диск, обладает обычными для флинтовых стекол свойствами, поэтому напряжение и двойное лучепреломление, которые возникают после его промышленной обработки, весьма малы в обычном состоянии.

При прохождении плоскополяризованного излучения через фотоупругую среду с наведенным двулучепреломлением излучение становится эллиптически поляризованным. Стекло также относится к фотоупругим материалам, однако считается, что стекло обладает низкой оптической чувствительностью [11]. Сделаем оценку двулучепреломления.

Возникновение двулучепреломления в материале диска при его вращении согласуется с результатами расчетов в области высоких частот. Действительно, разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей, прошедших  $OD$ , дается выражением

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} B(\sigma_\theta - \sigma_r). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_\theta$  и  $\sigma_r$  — касательная и радиальная компоненты напряжений,  $B$  — оптический коэффициент напряжения,  $l$  — геометрическая длина пути в диске,  $\lambda$  — длина волны излучения.

Для касательной и радиальной компонент напряжений для модели тонкого сплошного диска [12] имеем

$$\sigma_r = \frac{3 + \mu}{8} \rho \omega^2 (b^2 - r^2). \quad (2)$$

$$\sigma_\theta = \frac{3 + \mu}{8} \rho \omega^2 b^2 - \frac{1 + 3\mu}{8} \rho \omega^2 r^2, \quad (3)$$

где  $b$  — внешний радиус диска,  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $\rho$  — плотность стекла.

Зависимость разности фаз обыкновенного и необыкновенного лучей, прошедших вращающийся  $OD$ , от его угловой скорости  $\omega$  будет иметь вид

$$\varphi(\omega) = \frac{\pi l B \rho \omega^2 (1 - \mu) r^2}{2\lambda}. \quad (4)$$

Сделаем порядковую оценку величины двулучепреломления в стекле. В расчетах будем использовать следующие параметры  $OD$ :  $l = 60$  mm,  $r = 22$  mm — прицельный параметр,  $B = 1.8 \cdot 10^{-12}$  Pa $^{-1}$ ,  $\rho = 4.46 \cdot 10^3$  Ugm $^{-3}$ ,  $\mu = 0.221$  (стекло ТФ3).

Тогда для частоты вращения  $OD$   $f = 150$  Hz получаем расчетное значение угла эллиптичности  $\varepsilon = \arctg |e| = \frac{\varphi(150 \text{ Hz})}{2} = 11.43^\circ$ . С другой стороны, из эксперимента следует, что поворотом пластинки  $\lambda/4$  можно уменьшить эллиптичность на величину  $\Delta\varepsilon = 0.2$ . Тогда, считая, что это изменение вызвано компенсацией двулучепреломления, получим измеренное значение угла эллиптичности  $\varepsilon = \arctg |\Delta\varepsilon| = 11.3^\circ$ . К этому можно добавить, что в области частот 100–200 Hz величина угла эллиптичности близка к измеренным значениям угла поворота поляризации и демонстрирует монотонный рост. В целом, во всей области частот, зависимость  $\varepsilon(f)$  повторяет экспериментальную зависимость угла поворота поляризации от частоты вращения  $OD$  (рис. 9). Другими словами, угол поворота поляризации коррелирует с эллиптичностью излучения в диапазоне  $f = 0$ –200 Hz.

У неметаллических материалов механическая нагрузка может вызвать упругую, высокоэластическую и остаточную деформации. В отличие от упругой, высокоэластическая деформация исчезает не сразу после разгрузки, а с течением времени. Временные зависимости, изображенные на рис. 5–8, могут быть объяснены возникновением подобной деформации. Внешнее механическое поле, вызванное вращением, снижает потенциальные барьеры, и молекулы, участвующие в тепловом движении, могут проявить гибкость, обеспечивающую возникновение и развитие во времени обратимых высокоэластических деформаций.

Действительно, можно заметить, что время релаксации свойств стекла находится на уровне  $\tau = 10^2$ – $10^3$  s, т.е. существенно больше типичных для диэлектрика значений  $\tau = 10^{-12}$ – $10^{-14}$  s [13–15]. Качественно оценить временной характер высокоэластической деформации стекла можно по графикам, изображенным на рис. 7, 8. Из графиков следует, что угол поворота поляризации зависит от времени следующим образом:

$$\varphi(f) = \varphi_0(f) (1 - e^{-\frac{t}{n(f)}}), \quad (5)$$

где  $\varphi_0(f)$  — угол поворота поляризации на частоте  $f$  при  $t \rightarrow \infty$ ,  $n(f)$  — численный коэффициент. При  $f < 80$  Hz,  $n \approx 10$ , при  $f > 100$  Hz,  $n \approx 1$ .

Угловое отклонение луча (рис. 10) не может быть объяснено возникновением градиента показателя преломления вследствие возникновения напряжений в материале

диска при его вращении. Вариацию показателя преломления в тангенциальном направлении можно оценить, используя (3):

$$\Delta n_{\theta} = B_{\sigma_0} = \frac{B\rho\omega^2}{8} [(3 + \mu)b^2 - (1 + 3\mu)r^2]. \quad (6)$$

Подстановка параметров, характеризующих материал стекла, дает для частоты  $f = 100$  Hz величину  $\Delta n_{\theta} = 9 \cdot 10^{-7}$ , что находится за пределами точности измерений, реализованных в эксперименте. Кроме того, как следует из рис. 10, в области высоких частот угловое отклонение отсутствует.

В целом можно заключить, что явления двулучепреломления и деформации, возникающие в области  $f > 100$  Hz, по порядку величины соответствуют современным представлениям о поведении аморфных тел в нагруженном состоянии. Нелинейные особенности возникают в области частот от 0 до 100 Hz, что было проверено на трех оптических дисках из стекла ТФ3. Измерения свидетельствуют об отсутствии зависимости наблюдаемых эффектов от мощности лазерного излучения для используемого источника когерентного излучения. В частности, результаты измерений поворота поляризации после начала вращения  $OD$  не изменяются после длительной экранировки излучения. В дальнейшем целесообразно провести изучение поляризации при взаимодействии лазерного излучения с вращающейся оптически прозрачной средой в других спектральных диапазонах, а также при большей мощности излучения.

## Заключение

В ходе экспериментальных исследований обнаружено, что после выхода  $OD$  на рабочую частоту вращения наблюдается эволюция поляризации, т.е. достаточно длительный переходный процесс поворота плоскости поляризации, а также изменения эллиптичности и степени поляризации. Время переходного процесса зависит от частоты вращения  $OD$  и для разных частот в диапазоне от 0 до 200 Hz это время достигает значений 15–20 min. Наблюдаемые процессы полностью обратимы.

Вид временных зависимостей и обратимость упругих деформаций создают видимость возникновения в материале вращающегося диска высокоэластической деформации.

Во всей области частот вращения  $f$  зависимость угла эллиптичности  $\varepsilon(f)$  качественно повторяет экспериментальную зависимость угла поворота поляризации от частоты вращения  $OD$ .

Также зарегистрировано угловое отклонение лучей, прошедших вращающийся  $OD$ , причем изменение направления вращения  $OD$  не приводит к заметному изменению в значении поворота поляризации, его эллиптичности, степени поляризации и углового отклонения лучей при фиксированных частотах вращения.

Отметим, что обсуждаемые результаты, видимо, не могли быть получены в работе [2], так как в этих опытах

использовался цилиндр сравнительно малого диаметра, а излучение падало почти по нормали на его торцевую поверхность.

В заключение можно отметить практическое значение обнаруженной зависимости характеристик лазерного излучения от скорости вращения диска. Угол поворота  $\Delta\varphi$ , эллиптичность  $e$  и степени поляризации  $p$  зависят от оптических параметров движущейся среды, поэтому, измеряя эти величины, можно получить дополнительную информацию о параметрах среды. Так, например, внутриоборотный сигнал может нести информацию о пространственном спектре распределения неоднородностей в материале диска. Также с практической точки зрения имеет значение то, что поворот поляризации лучей, прошедших вращающийся диэлектрик в противоположных направлениях, происходит в разных направлениях. Это обстоятельство позволяет использовать данный эффект для управления лазерным излучением. В перспективе целесообразно провести аналогичные исследования при различных углах падения, а также для различных оптических материалов.

Авторы выражают благодарность В.Д. Шаргородскому и С.И. Макрецову за помощь в изготовлении опытных образцов оптических дисков для проведения измерений.

## Список литературы

- [1] *Fermi E.* // *Rend. Lincei.* 1923. Vol. 32. N 1. P. 115.
- [2] *Jones R.V.* // *Proc. Roy. Soc. Lond. A. Math.* 1976. Vol. 349. P. 423.
- [3] *Гладышев В.О., Портнов Д.И., Кауц В.Л., Шарандин Е.А.* // *Опт. и спектр.* 2013. Т. 115. № 3. С. 398–405.
- [4] *Гладышев В.О., Тунов П.С., Леонтьев А.Д., Гладышева Т.М., Шарандин Е.А.* // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. Вып. 11. С. 54.
- [5] *Padgett M., Whyte G., Girkin J., Wright A., Allen L., Öhberg P., Barnett S.M.* // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31. N 14. P. 2205.
- [6] *Allen L., Padgett M.* // *J. Mod. Optic.* 2007. Vol. 54. N 4. P. 487.
- [7] *Franke-Arnold S., Gibson G., Boyd R.W., Padgett M.J.* // *Science.* 2011. Vol. 333. P. 65.
- [8] *Гладышев В.О.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1993. Т. 58. № 8. С. 593.
- [9] *Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б.* // *УФН.* 2006. Т. 176. № 4. С. 421.
- [10] *Гладышев В.О.* *ЖТФ.* 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 97.
- [11] *Физика быстропротекающих процессов.* В 3 томах / Пер. под ред. Н.А. Златина. М.: Мир, 1971. Т. 2. 252 с.
- [12] *Тимошенко С.П., Гудьер Дж.* *Теория упругости* / Пер. под ред. Г.С. Шапиро. М.: Наука, 1979. 560 с.
- [13] *Каранетян Г.О., Королев Ю.Г., Максимов Л.В., Немолов С.В.* // *Физика и химия стекла.* 1986. Т. 12. № 5. С. 598.
- [14] *Borrelli N.F., Dumbaugh W.H.* // *Proc. SPIE.* 1987. Vol. 843. P. 6.
- [15] *Borrelli N.F., Aitken B.G., Newhouse M.A., Hall D.W.* // *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 70. P. 2774.