

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Ю.С.Касьянов,* Г.С.Саркисов, А.С.Шиканов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

* Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 августа 1993 г.

Впервые экспериментально исследована оптическая анизотропия лазерной плазмы. Показано, что при потоках греющего излучения $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в области плазмы с электронной плотностью до $\sim 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ оптическая анизотропия определяется влиянием спонтанных магнитных полей. Воздействие градиентов электронной плотности на анизотропию плазмы оказывается несущественным.

В работах по лазерному термоядерному синтезу одним из актуальных вопросов является исследование пространственно-временной структуры магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме. Связано это с тем, что обнаруженные в экспериментах [1-3] магнитные поля мегагауссовского диапазона могут в существенной мере влиять на взаимодействие мощного лазерного излучения с веществом. Наиболее информативным способом исследования магнитных полей в лазерной плазме является метод, основанный на использовании магнитооптического эффекта Фарадея. Одновременное измерение угла поворота плоскости поляризации $\alpha \sim \int B n_e dl$ и набега фазы $\delta \sim \int n_e dl$ (B – индукция магнитного поля, n_e – электронная плотность, l – длина пути) зондирующей электромагнитной волны, позволяет восстановить среднюю по оптической длине пути величину индукции магнитного поля с высоким пространственным и временным разрешением [4].

Как известно, магнитооптический эффект Фарадея связан с двулучепреломлением электромагнитной волны в плазме, возникающим под действием продольного магнитного поля. Однако, в общем случае, двулучепреломление волны в плазме является следствием анизотропии ее тензора диэлектрической проницаемости и может возникать в отсутствие магнитного поля. Поэтому поперечные градиенты электронной плотности ∇n_e [5], а также температуры ∇T и скорости ∇v_e [6] могут явиться причиной изменения поляризации зондирующей волны. Оценка, проведенная в [6], показывает, что в условиях лазерной плазмы наибольшее влияние на поляризацию зондирующего излучения оказывают градиенты электронной плотности ∇n_e . Следует также отметить, что происходит поворот плоскости поляризации электромагнитного излучения в случае его рефракции в двумернонеоднородной плазме, при этом величина угла поворота обратно пропорциональна радиусу кривизны траектории луча [7]. Однако, влияние данного эффекта, с учетом используемой в экспериментах светосилы оптики, оказывается незначительным. Таким образом, для проведения фарадеевских измерений магнитных полей необходимо предварительно определить характер оптической анизотропии лазерной плазмы, что позволило бы оценить влияние градиентных механизмов на изменение

поляризации зондирующей электромагнитной волны. Несмотря на значительное количество экспериментальных работ по исследованию магнитных полей в лазерной плазме с использованием эффекта Фарадея (см., например, [1-3]), вопрос о влиянии на поляризацию зондирующего излучения поперечных градиентов электронной плотности так и остался открытым, подвергая сомнению корректность полученных результатов.

При проведении поляризационных измерений относительное изменение интенсивности света за анализатором определяется законом Малюса, который при малых изменениях угла поворота плоскости поляризации $\Delta\alpha$ и степени эллиптичности электромагнитной волны Δk ($k = (J_{min}/J_{max})^{1/2}$ – отношение минимальной и максимальной амплитуд электрических векторов эллипса поляризации) можно записать в следующем виде:

$$\Delta J/J = \Delta\alpha^2 + \Delta k^2 + K_0, \quad (1)$$

где K_0 – контраст поляриметра.

Рассмотрим случай, когда зондирующая электромагнитная волна распространяется в плазме под углом β к вектору индукции магнитного поля. При этом электромагнитное излучение распространяется в плазме в виде двух эллиптически поляризованных нормальных волн, обладающих различными фазовыми скоростями [8]. В этом случае результирующее состояние зондирующего излучения характеризуется изменением как угла поворота плоскости поляризации, так и степени эллиптичности. При выполнении условия "квазипродольного" распространения электромагнитной волны [8] (накладывающего ограничения на β) изменение ее поляризации можно записать в следующем виде [8]:

$$\Delta\alpha = -\Delta\varphi_f/2, \quad \Delta k < (\Delta\varphi_{km}/2), \quad (2)$$

где

$$\Delta\varphi_f = 5,24 \cdot 10^{-17} \lambda^2 \int_0^L (B \sin \beta) n_e dl, \quad \Delta\varphi_{km} = 2,47 \cdot 10^{-21} \lambda^3 \int_0^L (B \sin \beta)^2 n_e dl$$

в [рад] – набег фазы в эффекте Фарадея и Коттона – Мутона, соответственно, λ – длина волны в см, B – индукция магнитного поля в Гс, n_e – электронная плотность в см⁻³, L – размер плазмы в см. Сравнение величин $\Delta\varphi_f$ и $\Delta\varphi_{km}$ для зондирования плазмы в оптическом диапазоне длин волн с $\lambda = 500$ нм и при $B \sim 0,1 \div 1$ МГс показывает, что $\Delta\varphi_f$ на 2-3 порядка превышает $\Delta\varphi_{km}$ то есть изменением эллиптичности волны в случае ее "квазипродольного" распространения можно пренебречь.

В линейно-анизотропной плазме (наличие поперечного магнитного поля либо градиентов электронной плотности) зондирующее излучение распространяется в виде двух плоско-поляризованных нормальных волн, при этом ее поляризация изменяется так же, как и в случае распространения света через фазовую пластинку. При малых набеге фазы ($\Delta\varphi_l \ll 1$), характерных для лазерной плазмы, изменения угла поворота и степени эллиптичности результирующей волны будут определяться следующим образом [9].

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{2} \sin(4\theta_0) (\Delta\varphi_l/2)^2, \quad \Delta k = \sin(2\theta_0) (\Delta\varphi_l/2), \quad (3)$$

где θ_0 – угол между начальным направлением плоскости поляризации зондирующей волны и направлением линейной анизотропии плазмы. Величина набега фазы $\Delta\varphi_1$ зависит от конкретного механизма, определяющего линейную анизотропию плазмы.

Анализ выражений (1)–(3) показывает, что в случае линейной анизотропии плазмы (при малых набегах фазы), регистрируемое изменение сигнала за анализатором связано с изменением эллиптичности волны. В случае, если анизотропия плазмы определяется продольным магнитным полем, то регистрируемый сигнал связан с поворотом плоскости поляризации зондирующего излучения. Если зарегистрировано одновременное изменение угла поворота и эллиптичности зондирующей волны, то это свидетельствует либо о соизмеримом влиянии на поляризацию как продольного магнитного поля, так и поперечных градиентов электронной плотности, либо о существовании в магнитоактивной плазме анизотропии поглощения циркулярно-поляризованных нормальных волн [8]. Таким образом, измерение поляризации зондирующей электромагнитной волны позволяет получить информацию о механизме ее изменения и, соответственно, об оптической анизотропии лазерной плазмы.

Эксперимент был выполнен на мощном однолучевом Nd-лазере "Феникс" [10] с параметрами: длина волны 0,527 мкм, длительность импульса $\sim 1,5$ нс, энергия ≤ 10 Дж, плотность потока в фокусе $\leq 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Греющее излучение фокусировалось на поверхность плоской алюминиевой мишени в пятно диаметром ~ 15 мкм при помощи двухкомпонентного объектива с относительным отверстием 1:6. Зондирующее излучение формировалось в результате отделения части греющего пучка и последующего удвоения его частоты в КДР-кристалле.

Для измерения поляризации зондирующей электромагнитной волны был создан трехканальный поляриметр, оптическая схема которого представлена в [11]. Поляриметр позволял производить измерение угла поворота плоскости поляризации α и коэффициента деполяризации K ($K = J_{min}/J_{max}$), а также обеспечивал пространственное разрешение ~ 5 мкм и контраст $K_0 = 1,2 \cdot 10^{-4}$. За одну вспышку лазера формировались одновременно три изображения лазерной плазмы: два фарадеевских F_1 , F_2 и теневое T . Ориентация анализаторов в каналах F_1 и F_2 относительно входного поляризатора была выбрана таким образом, чтобы направления их пропускания отличались от прямого угла на величину угла раскрестки $\pm\alpha_0$ (где α_0 – оптимальный угол раскрестки [4]). В наших экспериментах $\alpha_0 = 5^\circ$. В качестве детектора использовали калиброванную фотопленку РФ-3. Координатная привязка трех изображений лазерной плазмы осуществлялась при помощи визуализирующей диафрагмы, помещенной в промежуточное изображение плазмы. Эксперимент проводился при двух углах наклона направления пропускания входного поляризатора относительно нормали к поверхности мишени: $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = 45^\circ$.

На рис.1 представлены изображения лазерной плазмы, полученные в трех каналах поляриметра через 1 нс после прихода греющего излучения при $\theta_0 = 0$. Энергия лазерного излучения составляла $E = 5,3$ Дж. На изображениях F_1 и F_2 (в отличие от тенеграммы T) вблизи от области непрозрачности плазмы видна модуляция интенсивности света. Это указывает на то, что в этих областях плазмы произошли поляризационные изменения с зондирующим пучком.

На рис.2 представлены результаты восстановления угла поворота плоскости поляризации $\alpha(r)$ (рис.2а) и коэффициента деполяризации $K(r)$ (рис.2б)

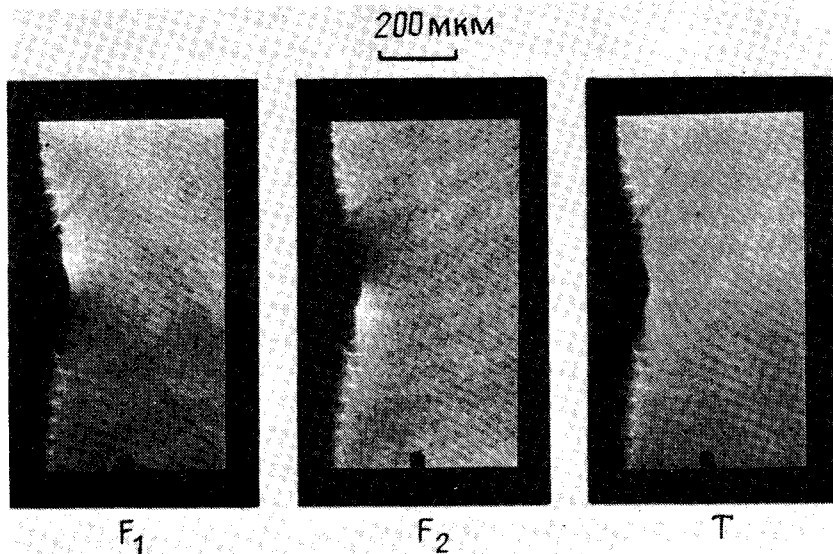


Рис.1. Фарадеевские (F_1 , F_2) и теневое (T) изображения лазерной плазмы через 1 нс после прихода греющего излучения. Углы раскрестки составляли $\alpha_{01} = +5^\circ$ и $\alpha_{01} = -5^\circ$ для каналов F_1 и F_2 , соответственно

зондирующего излучения на расстоянии $Z = 75$ мкм от поверхности мишени. Видно, что распределение $K(r)$, в отличие от $\alpha(r)$, носит шумовой характер, так как в интервале от 0 до 240 мкм (где уверенно регистрируется α) его форма и уровень практически не отличаются от интервала 240 – 400 мкм (где α регистрируется на уровне шумов). Усредненная по сечению величина деполаризации зондирующей волны составляет $K \sim 2,6 \cdot 10^{-4}$, что примерно в 2 раза выше величины K_0 . Такая "однородная" по сечению деполаризация является результатом влияния некоррелированных шумов в каналах поляриметра, связанных с высокой когерентностью зондирующего пучка. Обработка интерферограмм лазерной плазмы, полученных в отдельных выстрелах, показала, что зондирующее излучение проникало в плазму до плотности $n_e \sim 2 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$.

Аналогичные распределения $\alpha(r)$ и $K(r)$ были получены в экспериментах с углом $\theta_0 = 45^\circ$. Идея эксперимента заключалась в том, что в случае, если оптическая анизотропия плазмы определяется градиентами электронной плотности, величины α и K должны зависеть от угла θ_0 , и в условиях лазерной плазмы деполаризация должна достигать максимума при $\theta_0 = 45^\circ$, так как макроскопические градиенты температуры ∇T_e и электронной плотности ∇n_e направлены в основном вдоль и поперек поверхности мишени, соответственно. Однако распределение коэффициента деполаризации носило шумовой характер, как и в случае с $\theta_0 = 0$. Во всех экспериментах направление вращения плоскости поляризации зондирующего излучения соответствовало тороидальной структуре магнитных полей, связанной с электронным током, протекающим вдоль оси греющего пучка по направлению к мишени.

Проведенные измерения показали, что в условиях наших экспериментов магнитооптический эффект Фарадея является доминирующим механизмом изменения поляризации электромагнитной волны. Таким образом, при потоках

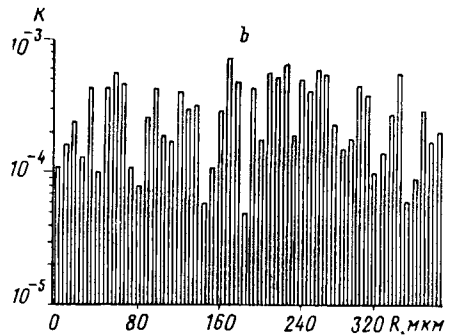
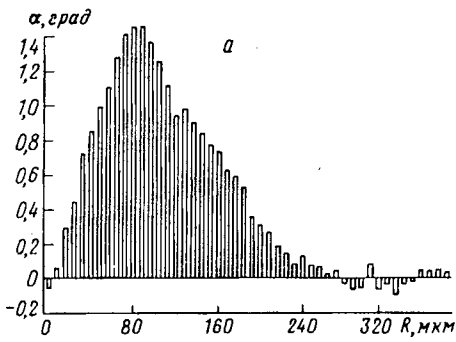


Рис.2. а – Распределение угла поворота плоскости поляризации $\alpha(r)$ зондирующего излучения вдоль поверхности мишени в сечении $Z = 75$ мкм; б – распределение коэффициента деполаризации $K(r)$ зондирующего излучения вдоль поверхности мишени в сечении $Z = 75$ мкм

греющего излучения $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в области плазмы с электронной плотностью до $\sim 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ оптическая анизотропия лазерной плазмы определяется наличием в ней продольных магнитных полей. Влияние градиентов электронной плотности на анизотропию плазмы оказывается несущественным.

1. J.A.Stamper and B.H.Ripin, Phys. Rev. Lett. **34**, 138 (1975).
2. A.Raven, O.Willy, and P.T.Rumsby, Phys. Rev. Lett. **41**, 8 554 (1978).
3. M.D.J.Burgess, B.Luther-Davies, and K.A.Nugent, Phys. Fluids **28**, 2286 (1985).
4. Т.Писарчик, А.А.Рупасов, Г.С.Саркисов, А.С.Шиканов, Препринт 135, М.: ФИАН, 1989; (Journal of Soviet Laser Research, **11**, 1 (1990)).
5. R.H.Lehmberg and J.A.Stamper, Phys. Fluids, **21**(5), 814 (1978).
6. Е.Г.Гамалий, В.Т.Тихончук, Физика плазмы **13**, 1527 (1987).
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982 с.403.
8. В.Л.Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
9. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики. М.: Наука, 1970.
10. Н.Е.Андреев, В.Л.Арцимович, Ю.С.Касьянов, В.Т.Тихончук, ЖЭТФ, **98**, 881 (1990).
11. Yu.S.Kas'yanov and G.S.Sarkisov, Preprint FIAN-35, 1993.