

## СПОНТАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ДИПОЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*В.В.Коробкин, С.Л.Мотылев*

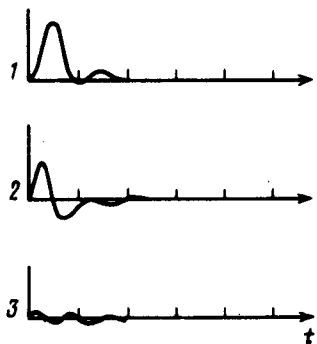
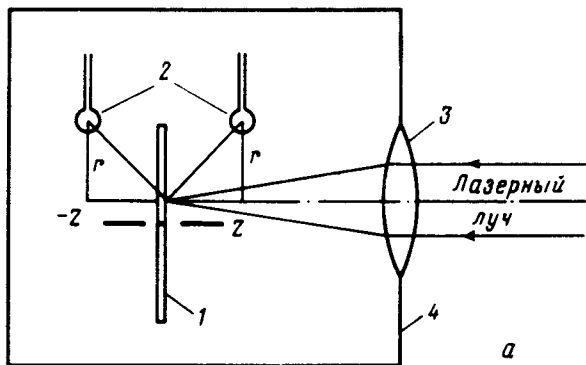
Обнаружен магнитный момент, возникающий в лазерной плазме во время действия лазерного излучения при нарушении аксиальной симметрии в распределении градиентов  $n$  и  $T$ <sup>1)</sup>

В работах [ 1, 2] был предложен механизм генерации спонтанных магнитных полей СМП, связанный с непараллельностью градиентов  $n$  и  $T$ , возникающей в плазме в области фокального пятна в момент действия лазерного излучения. В традиционной постановке эксперимента с

---

<sup>1)</sup>Результаты настоящей работы были доложены на 12-й Европейской конференции по взаимодействию лазерного излучения с веществом. Москва, 1978.

магнитным датчиком прямая регистрация таких полей невозможна, поскольку в аксиально симметричном случае СМП должны обладать замкнутой тороидальной конфигурацией и датчик пришлось бы помещать непосредственно в область взаимодействия лазерного излучения с веществом. Вместе с тем в целом ряде работ [3 – 6] с помощью магнитных датчиков регистрировались СМП вдали от фокального пятна после окончания действия лазерного импульса (или в момент, близкий к окончанию) и в работах [5, 6] был сделан вывод о том, что наблюдаемые поля прямо связаны с СМП, генерируемыми непосредственно в фокальной области и обусловлены диффузией этих СМП по плазме остаточного газа и их конвекцией с разлетающейся лазерной плазмой. На наш взгляд, такой вывод не является однозначным, поскольку, с одной стороны, СМП, генерирующиеся в фокальной области, должны быстро затухать после окончания действия лазерного импульса вследствие джоулевых потерь [7], а с другой стороны, как показано в работах [8 – 13] в разлетающейся плазме происходит генерация магнитного поля и после окончания лазерного импульса. Однако, если в плазме нарушена аксиальная симметрия в распределении градиентов  $n$  и  $T$ , то соответствующее нарушение тороидально симметричного распределения замкнутых токов в фокальной области (возникающих вследствие непараллельности градиентов  $n$  и  $T$ ) должно привести к образованию "нескомпенсированного" токового витка и возникновению магнитного момента, поле которого можно зарегистрировать и вне плазмы. В настоящей работе описана регистрация такого поля. Схема экспериментальной



б

Рис. 1, а: 1 – диэлектрическая мишень (диск диаметром 30 мм и толщиной 1 мм); 2 – магнитные датчики; 3 – фокусирующая линза; 4 – вакуумная камера. б: 1 – лазерный импульс; сигнал за диэлектрической мишенью ( $z < 0$ ) при несимметричном 2 и симметричном 3 облучении. Чувствительность – 0,12 В/см. Цена деления по шкале  $t$  – 50 нсек

установки приведена на рис. 1, а. Лазерный импульс ( $TE_{10}$ ,  $\lambda = 1,06$  мкм) с длительностью по полувысоте 20 нсек и энергией от 1 до 3 дж фокусировался в вакуумную камеру на мишень линзой с фокусным расстоянием 25 см. Вблизи мишени располагался магнитный датчик [14], сигнал с которого пропорциональный  $\partial V/\partial t$  регистрировался осциллографом С1-11. Датчик мог независимо перемещаться по  $r$  и по  $z$  как впереди ( $z > 0$ ), так и позади ( $z < 0$ ) мишени, а также мог разворачиваться вокруг оси, проходящей через диаметр катушки датчика (диаметр катушки составлял 1 мм). При развороте датчика на  $180^\circ$  наблюдаемый сигнал всегда менял полярность, что доказывало его магнитную природу.

Прежде всего отметим, что в области за мишенью ( $z < 0$ ) при аксиально симметричном облучении величина СМП сильно уменьшается. Так при  $P = 10^{-4}$  тор и плотности мощности на мишени  $2 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> СМП достигали  $10^3$  гс в точке с координатами  $r = 1,3$  мм,  $z = 1,3$  мм. В то же время в симметрично расположенной точке ( $r = 1,3$  мм,  $r = -1,3$  мм) величина СМП уменьшалась более чем в  $2 \cdot 10^3$  раз, причем было проверено, что применявшиеся в экспериментах мишени не препятствуют прохождению электромагнитного излучения в спектре частот характерных для СМП. Сильный спад поля при  $z < 0$  говорит о том, что тороидальная конфигурация СМП замкнута с высокой степенью точности. Это обстоятельство делает возможным наблюдение в области за мишенью сравнительно слабого поля дипольной конфигурации возникающего при несимметричном облучении<sup>1)</sup> (см. рис. 1, б). Несимметричные условия облучения создавались тремя различными способами. В первом способе применялась составная мишень, состоящая из двух диэлектриков (винипласт-тефлон) с различной плотностью (рис. 2). Технология изготовления мишени была такова, что зазор между диэлектриками отсутствовал. Лазерное излучение, проходящее строго по центру линзы, фокусировалось нормально к плоской поверхности составной мишени на расстоянии  $\Delta$  от границы раздела диэлектриков. Магнитный датчик располагался позади мишени. Зависимость максимальной величины сигнала, регистрируемого датчиком от смещения  $\Delta$ , приведена на рис. 2. Полуширина полученного таким образом распределения, равная 50 мкм, не превышает полуширину радиального распределения плотности мощности излучения в фокальной области. Эти измерения позволяют сделать вывод о том, что наблюдаемый момент  $m_1$  возникает на границе раздела диэлектриков и локализован в области взаимодействия излучения с пространственно неоднородной плазмой. Возникающий магнитный момент параллелен вектору  $[\vec{\rho}_1, k]$ , где  $k$  — волновой вектор падающего излучения,  $\vec{\rho}_1$  — вектор, лежащий в плоскости мишени и направленный перпендикулярно к границе раздела от мишени с меньшей

<sup>1)</sup> Отметим, что схема с помещением датчика за диэлектрическую мишень может быть использована и в других экспериментах, в которых СМП, регистрируемые датчиком при  $z > 0$  являются помехой. Например, при наблюдении диамагнитного эффекта, наблюдении магнитного момента возникающего в плазме при поглощении излучения с круговой поляризацией (обратный эффект Фарадея) и т. д.

плотностью — к мишени с большей плотностью. При перемене мест диэлектриков в составной мишени магнитный момент меняет знак. Величина  $m_1$  составляет 0,1 CGS при плотности мощности лазерного излучения  $5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что в работе [15] на основе механизма генерации СМП вследствие непараллельности градиентов  $n$  и  $T$  было теоретически рассмотрено возникновение сильного магнитного поля в плазме при фокусировании лазерного излучения на составную мишень. Направление поля, предсказанное в этой работе, совпадает с направлением зарегистрированного нами магнитного момента.

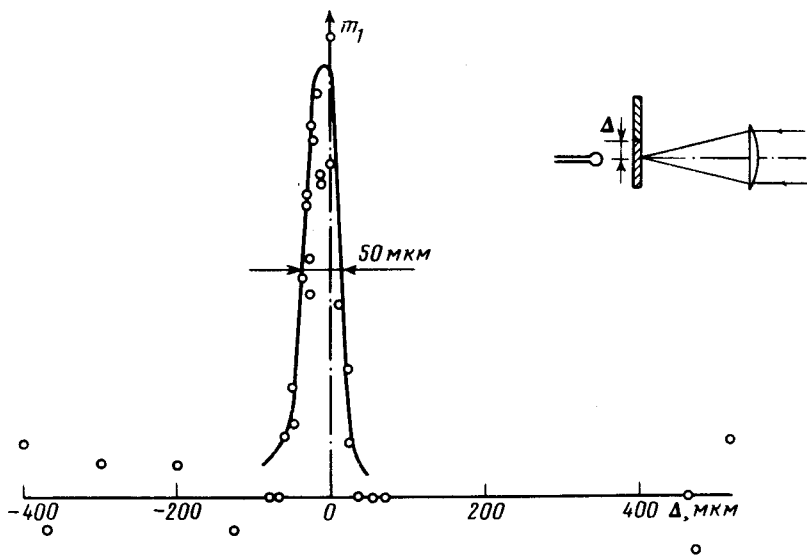


Рис. 2. Зависимость  $m_1$  в произвольных единицах от расстояния  $\Delta$  между центром фокального пятна и границей раздела диэлектриков

Во втором способе нарушение аксиальной симметрии распределения градиентов  $n$  и  $T$  достигалось за счет наклонного падения лазерного излучения на плоскую однородную мишень<sup>1)</sup> (см. рис. 3). Измерения пространственной конфигурации СМП за мишенью при угле падения  $\beta \neq 0$  показали, что в области фокального пятна локализован магнитный момент  $m_2$ , направленный вдоль вектора  $[k, \vec{\rho}_2]$ , где  $\vec{\rho}_2$  — вектор нормали к мишени, проведенный из фокального пятна в сторону фокусирующей линзы. Сразу же отметим, что направление магнитного момента  $m_2$ , противоположно направлению магнитного момента, который мог бы возникнуть в этих условиях вследствие протекания замкнутых токов, обусловленных действием светового давления. Измерения показали, что по мере роста  $\beta$  магнитный момент плавно нарастает и достигает максимума при  $\beta = 45^\circ$  (см. рис. 3). Отметим также, что  $m_2$  не зави-

<sup>1)</sup> Отметим, что наклонное падение на мишень использовалось в работе [16], в которой наблюдавшиеся СМП были объяснены действием светового давления.

сит от азимутального угла  $\alpha$  наклона плоскости поляризации лазерного излучения. Измерения проводились при  $\beta = 45^\circ$  для трех наклонов плоскости поляризации:  $\alpha = 0$  ( $s$ -поляризация)  $\alpha = 45^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  ( $p$ -поляризация). Отсутствие зависимости  $m_2$  от  $\alpha$  позволяет заключить, что в данных экспериментах вклад резонансного поглощения плоскополяризованного излучения [17] в генерацию СМП незначителен.

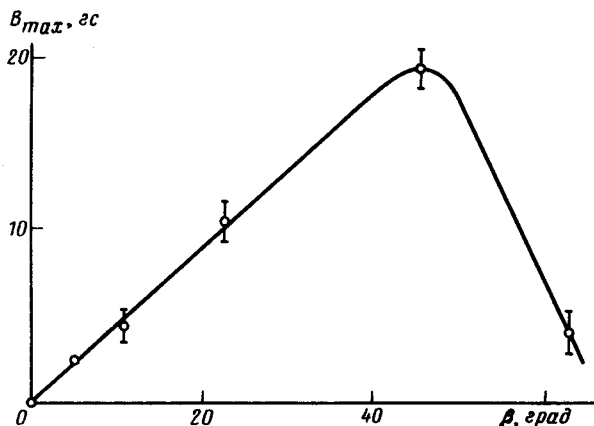
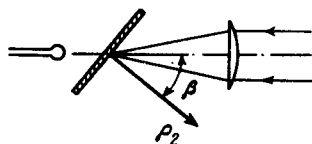


Рис. 3. Зависимость максимальной величины  $V_{max}$  магнитного поля в точке с координатами  $r = 0$  мм,  $z = -2,8$  мм от угла падения  $\beta$  лазерного излучения. Магнитный момент  $m_2$  достигает максимальной величины 0,4CGS при  $\beta = 45^\circ$

Нарушение аксиально симметричного распределения градиентов  $n$  и  $T$  в лазерной плазме может возникать и вследствие аббераций, приводящих к нарушению аксиально-симметричного распределения интенсивности лазерного излучения в фокальной области. Измерения показали, что при смещении луча от центра линзы возникает кома и появляется магнитный момент  $m_3$ , направленный вдоль вектора  $[k, \vec{\rho}_3]$ , где  $\vec{\rho}_3$  — вектор, имеющий начало в центре линзы и конец на оси луча. При смещении на 5 мм величина  $m_3$  составляла 0,03 — 0,04 CGS.

Необходимо отметить, что моменты  $m_1, m_2, m_3$  практически не зависят от давления остаточного газа. Так, при изменении давления от  $10^{-4}$  до 15 тор изменение моментов составляло не более 20 — 30% от их величины. Кроме того,  $m_1, m_2, m_3$  возникают одновременно с приходом лазерного импульса на мишень. По нашему мнению, механизм возникновения наблюдаемых моментов во всех трех случаях одинаков и связан с нарушением аксиальной симметрии распределения градиентов  $n$  и  $T$  в лазерной плазме, которое приводит к искажению тороидально-симметричной конфигурации замкнутых токов и появлению "нескомпенсированного" токового витка, дающего дипольное излучение.

В заключение, основываясь на экспериментальных результатах для составной мишени, дадим оценку величины магнитных полей в области локализации магнитного момента  $m_1$ . Известно, что в центре прямоугольной рамки с током (со сторонами  $a, b$ ) магнитное поле дается выражением  $B = 8m\sqrt{a^2 + b^2}/(ab)^2$ , где  $m$  — магнитный момент рамки. В случае составной мишени полный поперечный размер локализа-

ции  $a$  составляет 100 мкм. Если для продольного размера  $b$  принять величину  $b \sim 300$  мкм, что примерно соответствует продольному размеру лазерной плазмы, то получим  $B \sim 3 \cdot 10^5$  гс.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 апреля 1979 г.

### Литература

- [1] J.A.Stamper, K.Papadopoulos, R.N.Sudan, S.O.Dean, E.A.McLean, J.M.Dawson. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1012, 1971.
- [1] J.A.Stamper. *NRL Report No 7411*, June 16, 1972.
- [3] Schwirzke. In "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (ed. by H.J.Schawrs and H.Hora) Pl. New York, 1974, **3A**, p.213.
- [4] J.N.Olsen, C.W.Mendel. *J.Appl. Phys.*, **46**, 4407, 1975.
- [5] M.G.Drouet, R.Bolton, P.Kieffer, G.Saint-Milaire, Z.Szili, H.Pepin, B.Grek. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2525, 1977.
- [6] M.G.Drouet. In "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (ed. by H.J.Schwarz and H.Hora), Pl. New York, 1977, **4B**, p. 737.
- [7] Stamper et al. In "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (ed. by H.J.Schwarz and H.Hora), 1974, **313**, p. 713.
- [8] R.S.Bird, L.L.McKee, F.Schwirzke, A.W.Cooper. *Phys. Rev. A*, **7**, 1328, 1973.
- [9] В.В.Коробкин, С.Л.Мотылев, Р.В.Серов. Дэвид Ф.Эдвардс. Письма в ЖЭТФ, **25**, 531, 1977.
- [10] С.Л.Мотылев, П.П.Пашинин. *Квантовая электроника*, **5**, 1230, 1978.
- [11] L.L.McKee, R.S.Bird, F.Schwirzke. *Phys. Rev.*, **A**, **9**, 1305, 1974.
- [12] R.S.Case, F.Schwirzke. *J. Appl. Phys.*, **46**, 1493, 1975.
- [13] D.F.Edwards, V.V.Korobkin, S.L.Motilyov, R.V.Serov. *Phys. Rev. A*, **18**, 2741, 1978.
- [14] В.В.Коробкин, С.Л.Мотылев. *ПТЭ*, №5, 189, 1978.
- [15] D.A.Tidman. *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 1179, 1974.
- [16] Г.А.Аскарьян, М.С. Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Д.Студенов. Письма в ЖЭТФ, **5**, 116, 1967.
- [17] J.J.Thomson, C.E.Maw, K.E.Estabrook. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 663, 1975.