

04

© 1991 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*В. И. Баянов, В. А. Горбунов, В. И. Крыжановский, В. А. Рыбаков,
Н. А. Соловьев*

Экспериментально исследована генерация магнитного поля в лазерной плазме, образованной излучением с варьируемой длиной волны и длительностью импульса. Показано, что на значительных расстояниях от пятна облучения основными параметрами, определяющими максимальное значение вектора магнитной индукции, являются плотность лазерной энергии на мишени и диаметр пятна облучения. Обнаружена зависимость величины магнитного поля от давления остаточного воздуха в вакуумной камере взаимодействия.

В настоящее время экспериментально и теоретически показано, что в лазерной плазме на скрещенных градиентах электронной концентрации и плотности генерируется магнитное поле, которое впоследствии выносится вместе с плазменным потоком [1-3]. Генерируемое магнитное поле может усложнить процессы переноса тепла в плазме, особенно при высоких температурах и коротких греющих импульсах, а с другой стороны, оно может быть использовано для целей диагностики. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование генерации магнитного поля в лазерной плазме, образованной излучением с параметрами, варьируемыми в широких пределах.

Эксперименты проводились на неодимовом лазере с длительностями греющего импульса 30 и 1.3 нс и выходной энергией до 150 дж в первой гармонике с $\lambda = 1.06$ мкм. Выходное излучение преобразовалось во вторую гармонику с $\lambda = 0.53$ мкм. Плазма образовывалась на плоских мишенях из Al, C, Pb, помещенных в вакуум, при плотности энергии $E/S \approx 1$ Дж/см². Остаточное давление в камере варьировалось в пределах 10^{-1} — 10^{-4} мм рт. ст. Величина магнитного поля измерялась датчиками в виде катушек, электрический сигнал с которых подавался на осциллографы С8-13, С8-14. Датчики располагались в плоскости мишени на различных расстояниях от нее. Мишень располагалась нормально к лазерному лучу, имеющему круглое сечение. В такой геометрии наибольшую величину угла, составляющая вектора магнитной индукции B_{φ} , лежащая в плоскости мишени и перпендикулярная радиусу, проведенному из центра пятна к датчику. Все последующие данные будут касаться именно этой составляющей B_{φ} .

На рис. 1 представлены зависимости $B_{\varphi}(t)$ в точках, расположенных на разных расстояниях от центра пятна облучения. Вектор B_{φ} был всегда направлен по часовой стрелке, если смотреть на мишень со стороны лазера. Это направление не изменялось от вспышки к вспышке и связано со структурой токов, образующихся в плазме [3]. Следует, однако, отметить, что в ряде случаев перед основным импульсом магнитного поля наблюдался предвестник с амплитудой, примерно на порядок меньшей, направленный в другую сторону — против часовой стрелки. Он проявлялся наиболее отчетливо на самом удаленном датчике (рис. 1, кривая 4). Появление этого предвестника связано с генерацией противоположно направленных токов в ионизованном остаточном газе камеры взаимодействия [3]. Из рис. 1 видно, что кривые $B_{\varphi}(t)$ имеют максимум, кото-

рый связан с приходом на датчик плазмы с замороженным в нее магнитным полем. Ширина максимума на кривой $B_{\varphi}(t)$ увеличивается с увеличением расстояния от пятна до датчика. В дальнейшем мы будем исследовать зависимость $B_{\varphi \max}$ от параметров греющего лазерного излучения.

На рис. 2 представлены зависимости $B_{\varphi \max}$ от плотности энергии греющего лазерного излучения E/S при диаметре лазерного пятна на мишени из алюминия

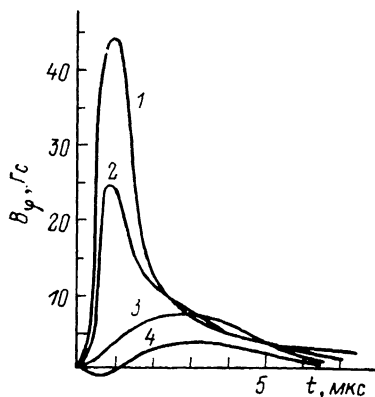


Рис. 1. Зависимость абсолютной величины вектора магнитной индукции от времени $B_{\varphi}(t)$ для различных точек наблюдения.

Мишень из Al, $2r_0=4.0$ см, $E/S=10$ Дж/см², давление остаточного воздуха $P=2.6 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\lambda=1.06$ мкм, $\tau_n=30$ нс; r , см: I — 3, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 9.

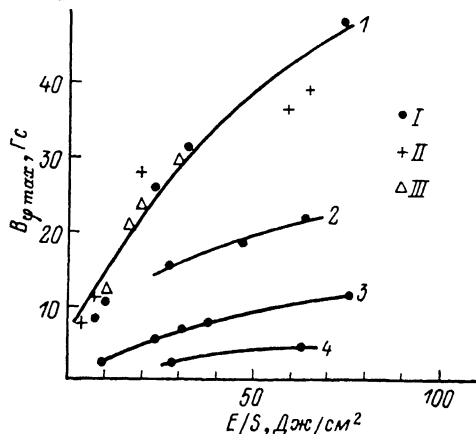
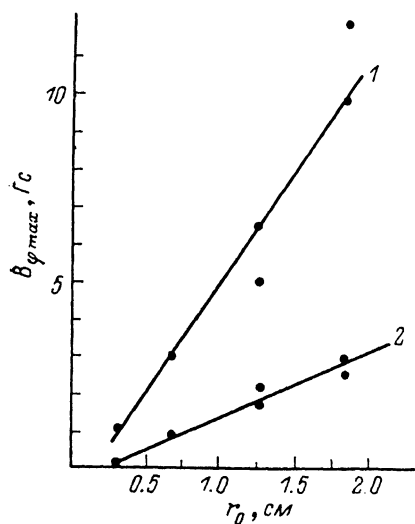


Рис. 2. Зависимость максимального значения магнитной индукции $B_{\varphi \max}$ от параметров греющего лазерного излучения.

λ , мкм: I, II — 1.06; III — 0.53; τ_n , нс: I — 30, II — 1.3, III — 25. Мишень из Al, $2r_0=1.3$ см, $P=2.6 \times 10^{-2}$ мм рт. ст.; r , см: I — 3, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 9.

1.3 см. Видно, что с увеличением плотности энергии греющего лазерного излучения увеличивается $B_{\varphi \max}$. Величина $B_{\varphi \max}$ зависит от расстояния r между точкой наблюдения и центром пятна приблизительно как r^{-2} . В то же время величина $B_{\varphi \max}$ слабо реагирует на изменение длительности и длины волны греющего лазерного излучения.



На рис. 3 представлена зависимость $B_{\varphi \max}$ от диаметра пятна облучения $2r_0$ при фиксированных расстояниях от его центра до датчиков $r_1=3$ см, $r_2=6$ см и постоянной плотности энергии на мишени $E/S \approx 9$ Дж/см². Видно, что величина $B_{\varphi \max}$ пропорциональна диаметру пятна греющего лазерного излучения на мишени.

Полученные экспериментальные зависимости могут быть качественно описаны, ис-

Рис. 3. Зависимость максимального значения магнитной индукции от диаметра пятна греющего излучения.

$E/S=9$ Дж/см², $\lambda=1.06$ мкм, $\tau_n=1.3$ нс, $P=10^{-4}$ мм рт. ст., мишень из Al; r , см: I — 3, 2 — 6.

ходя из следующих соображений. Будем считать, что магнитное поле в лазерной плазме генерируется на скрещенных градиентах электронной температуры и концентрации, а диффузией поля из плазменного факела в остаточный газ для простоты пренебрежем. В этом случае поле, генерируемое в плазме, описывается уравнением

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{c}{en_e} [\text{grad } n_e \times \text{grad } T_e],$$

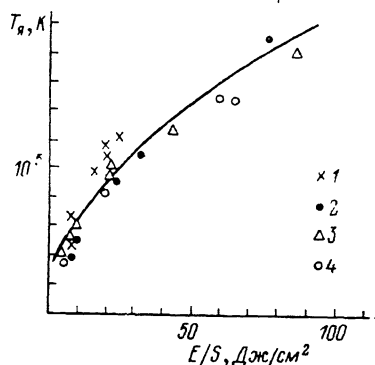
где n_e , T_e — концентрация и температура электронов лазерной плазмы соответственно.

Для описания величины поля B на расстояниях, много больших радиуса пятна облучения $r \gg r_0$, можно положить, что время существования скрещенных градиентов n_e и T_e определяется временем перехода разлета плазмы в сферический режим. Именно с этим связана слабая зависимость поля $B_{\text{ф макс}}$, измеряемого на больших расстояниях от пятна, от длительности греющего лазерного импульса. Переписав приближенно уравнение для B в конечных разностях, получим

$$\frac{B_0}{\tau_0} \sim \frac{T_e}{x_0^2},$$

Рис. 4. Зависимость яркостной температуры плазмы от параметров греющего лазерного излучения и мишеней.

λ , мкм: 1 — 0.53, 2 — 4 — 1.06; $\tau_{\text{л}}$, нс: 1 — 25; 2, 3 — 30; 4 — 1.3; мишень из Al (1, 2, 4) и Pb (3).



где B_0 — амплитуда поля, генерируемого за время τ_0 ; x_0 — характерное значение масштабов неоднородности n_e и T_e в начальном пятне.

Считая, что время существования скрещенных градиентов равно времени выхода на сферический режим разлета $\tau_0 \sim r_0/c_s$, получим

$$B_0 x_0^2 \sim \frac{T_e}{c_s} \cdot r_0 \sim T_e^{1/2} r_0,$$

где c_s — скорость ионного звука в плазме.

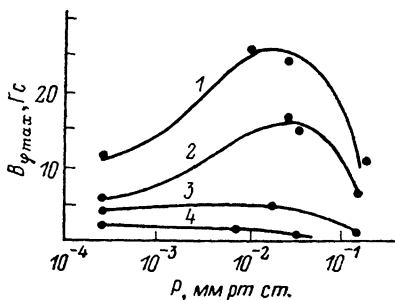


Рис. 5. Зависимость максимального значения магнитной индукции от давления остаточного воздуха.

Мишень Al, $E/S=30$ Дж/см², $2r_0=1.3$ см; r , см: 1 — 3, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 9.

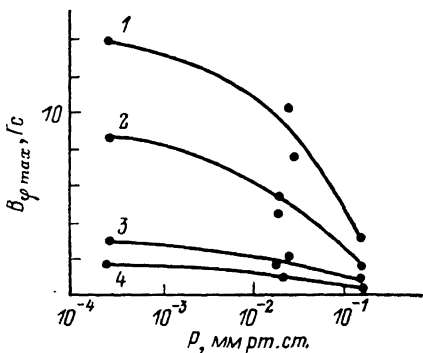


Рис. 6. Зависимость максимального значения магнитной индукции от давления остаточного воздуха.

Мишень Pb, $E/S=35$ Дж/см², $2r_0=1.3$ см; r , см: 1 — 3, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 9.

После выхода на сферический режим разлета плазма продолжает разлетаться так, что при соприкосновении с датчиком, находящимся на расстоянии r от центра пятна, площадь поперечного сечения плазмы можно грубо оценить как r^2 . Пренебрегая диффузией поля, его величину можно оценить из теоремы вмороженности $B r^2 \sim B_0 x_0^2 \sim T_e^{1/2} r_0$. Или для поля B в плазме, разлетевшейся на расстояние r , имеем

$$B \sim \frac{T_e^{1/2} r_0}{r^2}. \quad (1)$$

Это соотношение качественно описывает наблюдаемые экспериментальные зависимости поля от радиуса пятна (рис. 3) и рассеяния до его центра (рис. 2) при фиксированных параметрах греющего лазерного излучения. Однако при применении этой зависимости для анализа экспериментов с диаметром пятна, в 100—1000 раз большим, следует учитывать остывание плазмы при плоском адиабатическом разлете. Для получения зависимости величины вектора магнитной индукции от параметров греющего излучения необходимо знать T_e (λ , E/S , τ_p). На рис. 4 представлена зависимость яркостной температуры плазмы T_e от параметров греющего лазерного излучения и мишеней. Видно, что T_e сильно реагирует лишь на изменение плотности энергии греющего излучения и слабо чувствует изменение длины волны и длительности греющего излучения, а также материала мишени. Таким образом, согласно (1), имеем, что B является также довольно сильной функцией от плотности энергии E/S и практически не реагирует на изменение остальных параметров греющего лазерного излучения, таких как длина волны и длительность греющего излучения.

При выводе соотношения (1) мы не учитывали окружающую мишень остаточную атмосферу и пренебрегли диффузией поля из плазмы. Это, вообще говоря, справедливо при очень хорошем вакууме в камере взаимодействия, а изменение давления в объеме сказывается на измеряемой величине $B_{\varphi \max}$. Это видно на рис. 5, 6, где представлены зависимости $B_{\varphi \max}$ от давления воздуха в вакуумной камере для мишеней из Al и Pb. Видно, что зависимости $B_{\varphi \max}(P)$ различны для Al и Pb. По всей видимости, это связано с тем, что плазма алюминиевой и свинцовой мишеней по-разному ионизирует остаточный газ, что сказывается на его проводимости и, следовательно, диффузии поля. Для изучения этих явлений необходимы дополнительные измерения проводимости окружающей атмосферы.

Список литературы

- [1] *Stamper J. A., Paradopoulos K., Sudan R. N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. P. 1012—1014.
- [2] *Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Лебо Ш. Г., Розанов В. Б.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 26. Вып. 4. С. 516.
- [3] *Горбунов В. А., Никольская Л. С., Петрухин А. И. и др.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 2. С. 349—354.

Поступило в Редакцию
19 сентября 1989 г.
В окончательной редакции
27 декабря 1989 г.