

$\gamma = 10^{-2}$. Скорости ионизации для кривых 2—4 соответственно равны 10^{16} , 10^{17} и 10^{18} $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$, кривая 1 относится к тлеющему разряду. При постоянном приложенном среднем поле $E_0 = U_0/d$, большем некоторого критического E_k , параметр j/p^2 будет уменьшаться со временем и пересечение ВАХ такого разряда с ВАХ тлеющего разряда неизбежно. В соответствии с новым параметром j/p^2 , определяемым по точке пересечения, можно оценить и величину катодного слоя по фиг. 2.

Если же условие $E_0 < E_k$ для соответствующих параметров тлеющего разряда выполняется, то общей точки ВАХ оборванного разряда и ВАХ тлеющего разряда нет, поэтому переход в самостоятельный режим на основе классического механизма ударной ионизации невозможен.

Авторы выражают благодарность Г. А. Месяцу за обсуждение результатов.

Поступила 20 II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971.
2. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Перспанцев И. Г., Пишменный В. Д., Рахимов А. Т. Несамостоятельный стационарный газовый разряд в смесях $N_2 - CO_2$ при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 2, с. 543.
3. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. Электрический ток в сжатых N_2 , CO_2 и их смесях в условиях сильной ионизации электронным пучком. — ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 12, с. 2540.
4. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. Разряд в газе высокого давления, пинцируемый пучком быстрых электронов. — ПМТФ, 1974, № 6.
5. Захаров В. В., Карников П. П., Чехунов Е. В. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9, с. 1846.
6. Fournier G., Rigache D. Electron-beam sustained discharge. — In: Proc. of 11 Int. Conf. Phenomena Ionized Gases. Prague, 1973, p. 161.
7. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics. — «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 9, p. 2789.

УДК 538.56

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА В ФОКУСЕ ЛАЗЕРА

А. А. Кутиков, Ю. А. Медведев, В. М. Сорокин,
Б. М. Степанов, Г. В. Федорович

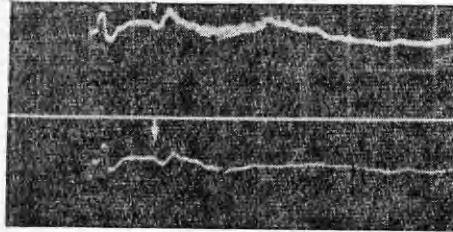
(Москва)

Эффективность исследований в области физики плазмы в значительной степени определяется разнообразием и надежностью используемых диагностических методов. Одним из основных является регистрация электромагнитного излучения плазмы в диапазоне частот от рентгеновского до СВЧ-излучения. Расширение частотного диапазона дает дополнительную информацию о плазме и позволяет увеличить достоверность ранее полученных результатов.

Ниже описываются и обсуждаются результаты регистрации электромагнитного сигнала в радиодиапазоне частот (~ 1 МГц — 1 кГц), генерируемого плазмой, созданной при концентрации мощного ($\sim 10^5$ Вт) импульса света на металлическую мишень.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

от мишени и от луча. Для контроля светового потока часть его отклонялась плоскопараллельной пластиной на прибор ФЭК-09, сигнал с которого поступал на второй луч осциллографа. Работа схемы питания и поджига ламп накачки лазера сопровождается интенсивными электромагнитными помехами. В экспериментах были предприняты специальные меры против помех (двойная экранировка кабелей и рабочего объема, в котором создавалась плазма и измерялось поле, подбор мест заземления и аппаратуры и т. д.). Эти меры позволили снизить уровень помех на 50—60 дБ. Тем не менее в эксперименте регистрировалась наводка, создаваемая импульсом поджига ламп накачки. Довольно стабильная форма помехи (она зарегистрирована на осциллограмме, полученной при перекрытом луче лазера (фиг. 1)) позволяет выделять ее на рабочих осциллограммах, пример которых приведен на фиг. 2 (на фиг. 1, 2 стрелкой обозначен момент начала работы лазера, развертка 200 мкс/дел., чувствительность 1 мВ/дел.).

Электромагнитный сигнал представляет собой знакопеременный импульс с характерным масштабом времени $t_{\text{и}} \sim 20\text{--}50$ мкс (последующие вариации поля существенно более длительны: они характеризуются масштабом времени $\sim 200\text{--}500$ мкс). Амплитуда импульса составляет 200—500 мкВ, что соответствует напряженности поля $E_{\text{и}} \sim 50\text{--}100$ мкВ/см. На этот сигнал накладывается значительно более высокочастотный шум, амплитуда которого нарастает за время $t_{\text{ш}} \sim 100\text{--}200$ мкс (это же время характеризует и последующий спад амплитуды шума). В то время как импульс поля излучения представляет собой довольно стабильный сигнал, повторяющийся при неизменных условиях опыта, амплитуда шума может значительно изменяться. На фиг. 2 приведены примеры двух осциллограмм, полученных при неизменных условиях опыта, на которых зарегистрировано значительное различие в амплитуде шума (стальная мишень).

2. Может быть высказан ряд гипотез относительно физических явлений, связанных с той или иной особенностью генерируемого сигнала. Прежде всего простые оценки показывают, что испарение металла должно начинаться практически одновременно (в масштабах развертки) с излучением лазера. Действительно, плотность потока энергии q лазерного луча, сфокусированного на поверхность мишени, непосредственно связана с градиентом температуры T (вдоль оси x): $q \sim -\kappa T/x$. Глубина

1. В экспериментах использовался импульсный неодимовый лазер типа ГОС-301, работающий в режиме свободной генерации. Суммарная энергия в импульсе длительностью ~ 1 мс достигала 150 Дж. В качестве мишени использовались стальные пластины диаметром 2,5 см и толщиной 0,5 см. Свет фокусировался на перпендикулярную к оси луча мишень линзой с фокусным расстоянием 10 см. Измерения проводились с помощью дипольной антенны с длиной плеч 5 см, подключенной к дифференциальному входу осциллографа. Антенна располагалась параллельно лазерному лучу на расстоянии 5—10 см

X прогретого слоя металла возрастает со временем t по закону $X \sim \sqrt{\kappa t / c\rho}$ [1] (κ — коэффициент теплопроводности, c и ρ — удельная теплоемкость и плотность материала мишени). Следовательно, температура на поверхности мишени в начальные моменты времени возрастает по закону

$$T \sim q(t/c\rho\kappa)^{1/2}.$$

Испарение металла начинается в те моменты времени t_k , когда температура на поверхности достигнет температуры кипения $T = T_k$. Для стальной мишени, принимая значения параметров [2] $c = 5 \cdot 10^2$ Дж/кг·град, $\rho = 8 \cdot 10^3$ кг/м³, $\kappa = 70$ Дж/с·м·град, $T_k = 3 \cdot 10^3$ К, а также плотность потока энергии $q = 6 \cdot 10^{11}$ Дж/с·м², получим, что испарение начинается через $t_k = 10^{-8}$ с после начала излучения лазера.

Одна из упомянутых выше гипотез о природе электромагнитного сигнала состоит в предположении, что наблюдаемый импульс, синхронный с началом излучения лазера, есть поле квадруполья, образованного зарядами, разделенными за счет кинетических эффектов на фронте разлетающихся паров металла, и зарядами, наведенными на поверхности металлической мишени. Оценка величины электрического поля, обусловленного этим эффектом, может быть проведена на основе следующих соображений.

Пусть на фронте разлетающихся паров происходит разделение зарядов, тогда давление электронов ($p = nkT$, где n — плотность электронов, T — их температура) уравнивается поляризационным полем E_0 , существующим внутри двойного слоя зарядов с поверхностной плотностью Σ

$$p = E_0 \Sigma = 4\pi \Sigma^2, \quad \Sigma = (p/4\pi)^{1/2} = (nkT/4\pi)^{1/2}.$$

Из условия баланса тепловой энергии и энергии разделения зарядов во фронте разлетающихся паров металла можно определить толщину L двойного слоя на фронте: так как $eE_0L = kT$, то $L = (kT/4\pi ne^2)^{1/2}$. Как видно, эта величина совпадает с дебаевским радиусом в плазме [3].

Суммарный дипольный момент D двойного слоя на фронте паров, разлетающихся на расстояние R ,

$$D \sim \Sigma LR^2 \sim kTR^2/e$$

вместе с наведенными на поверхности металлической мишени зарядами, вне разлетающихся паров металла создает поле E_H , совпадающее с полем квадруполья

$$Q \sim DR \sim kTV/e,$$

где R — размер разлетающихся паров; V — их объем. Таким образом, на расстоянии r амплитуда E_H генерируемого электрического поля может быть оценена из соотношения

$$E_H \sim kTV/er^2.$$

Согласно этой формуле, величина электрического поля вне системы поляризационных зарядов может быть выражена через суммарную тепловую энергию W паров металла и их плотность N

$$E_H \sim W/eNr^2,$$

что позволяет провести конкретную оценку. Например, задаваясь величиной $W = 150$ Дж и $N = 10^{26}$ м⁻³, получим на расстоянии $r = 5 \cdot 10^{-2}$ м значение $E_H = 100$ мкВ/см. С реально использовавшейся в экспериментах антенны с длиной плеч 5 см в таком поле должна сниматься разность

потенциалов 500 мкВ, что примерно соответствует амплитуде реально наблюдавшихся сигналов. Это обстоятельство может служить подтверждением высказанной гипотезе о природе импульса, синхронного с началом излучения лазера.

3. Связав регулярный импульс с процессами, сопровождающими разлет паров, естественно объяснить такие особенности временной зависимости поля, как шумовая компонента сигнала, с особенностями разлета паров — турбулизацией течения. На это указывает совпадение оценок некоторых количественных характеристик турбулентного разлета паров и наблюдаемых характеристик электромагнитного шума. Например, можно предположить, что турбулизация паров происходит при переходе изотропного разлета с поверхности металла в начальные моменты времени на режим струйного истечения из кратера, образовавшегося в мишени после испарения металла. Оценим время смены режимов. Скорость u , с которой растет глубина кратера, оценивается отношением плотности потока лучистой энергии q к сумме энергии, необходимой для нагрева мишени до температуры кипения T_K , и энергии испарения A

$$u \sim q/\rho(cT_K + \theta).$$

Время t , за которое глубина кратера сравняется с его диаметром d (по порядку величины совпадающим с диаметром сфокусированного лазерного луча, во всяком случае в начальные моменты времени) будет искомым временем смены режимов. Подставляя в соотношение $t \sim d/u$ количественные характеристики металла ($\rho = 8 \cdot 10^3$ кг/м³, $c = 5 \cdot 10^2$ Дж/кг·град, $T_K = 3 \cdot 10^3$ К, $\theta = 6 \cdot 10^6$ Дж/кг) и лазерного луча ($q = 6 \cdot 10^{11}$ Дж/с·м², $d = 5 \cdot 10^{-4}$ м), получим значение $t \sim 50$ мкс, что по порядку величины совпадает с наблюдаемым временем $t_{\text{ш}}$ нарастания амплитуды шумовой компоненты сигнала. Следует отметить также, что турбулентное истечение паров характеризуется теми же частотами, что и наблюдаемая шумовая компонента электромагнитного сигнала. Покажем это. Как известно (см., например, [4]), в турбулентном течении существует непрерывный поток ε энергии от движений с внешним масштабом l к малым пульсациям с внутренним масштабом l_0 . Скорость v больших пульсаций с масштабом l примерно совпадает со скоростью истечения паров металла. Следовательно, минимальная частота турбулентных пульсаций $f_{\text{min}} \sim v/l$. Максимальная частота турбулентных пульсаций определяется движением паров в области внутренних масштабов l_0 с характерной скоростью v_0 , т. е. $f_{\text{max}} \sim v_0/l_0$. При малых масштабах основные параметры течения l_0 и v_0 зависят от потока энергии ε и коэффициента вязкости газа ν : $l_0 \sim (\nu^3/\varepsilon)^{1/3}$, $v_0 \sim (\varepsilon\nu)^{1/4}$ (см., например, [4]). Следовательно,

$$f_{\text{max}} \sim v_0/l_0 \sim (\varepsilon/\nu)^{1/2} \sim v/l(\nu l/\nu)^{1/2} \sim (\text{Re})^{1/2} f_{\text{min}},$$

где Re ($\text{Re} \equiv \nu l/\nu$) — число Рейнольдса. Оценим величину числа Рейнольдса для рассматриваемого течения. Выражая коэффициент вязкости ν через скорость звука a и длину пробега молекул λ в парах металла $\nu \sim a\lambda$ и полагая $a \sim v$, получим $\text{Re} \sim l/\lambda$. В плазме, нагретой до температуры $T_{\text{п}}$, длина пробега $\lambda \sim 1/\sigma N \sim (4\pi\varepsilon_0 k T_{\text{п}})^2 / Ne^4$ (где $\sigma \sim (e^2/4\pi\varepsilon_0 k T_{\text{п}})^2$ — сечение кулоновских столкновений, см., например, [3]). Следовательно, число Рейнольдса выражается через концентрацию паров металла N , их температуру $T_{\text{п}}$ и характерный размер l струйного течения:

$$\text{Re} \sim e^4 N l / (4\pi\varepsilon_0 k T_{\text{п}})^2.$$

Так как $T_{\text{п}} \sim W/kNR^3$, то, полагая $W = 150$ Дж, $N = 10^{25}$ м⁻³, $l =$

$= R = 10^{-2}$ м, получим $T_{\text{п}} = 10^5 \text{К}$. Такой температуре паров соответствует значение $Re \sim 10$. Это означает, что течение паров металла существенно турбулентно. В предположении $v \sim a$ при $T_{\text{п}} = 10^5 \text{К}$ получим $v \sim 10^3$ м/с. Полагая внешний масштаб пульсаций l порядка размеров облака разлетающихся паров 10^{-2} м, получим $f_{\text{min}} \sim 10^2$ кГц. Следовательно, $f_{\text{max}} \sim \sqrt{Re} f_{\text{min}} \sim 10$ мГц. Таким образом, интервал частотного спектра турбулентности в облаке паров металла перекрывается со спектром радиодиапазона частот, исследуемым в работе.

4. Выше высказано предположение, что турбулентность возникает в результате образования струйного течения в парах металла. Косвенным подтверждением реальности предложенного механизма генерации высокочастотного шума, присутствующего в электромагнитном сигнале, могут служить прямые наблюдения структуры облака разлетающихся паров. Появление струйных течений наблюдалось в работе [5] при исследовании взаимодействия лазерного излучения с плазменной короной при фокусировке луча на поверхность металла. На фотографиях плазменной короны в рентгеновских лучах было отмечено, что в значительной части случаев хорошо выраженная полусферичность облака паров нарушалась и происходило образование струй повышенной светимости. Кроме того, в работе [6] исследовалось собственное электромагнитное поле области взрыва ВВ. Зарегистрированный сигнал представляет собой пульсации поля, в которых характерная частота изменяется со временем от низких частот к более высоким. Фотографии продуктов взрыва, полученные в работе [7] одновременно с измерением электромагнитного поля, позволили обнаружить ячеистую структуру фронта разлетающихся продуктов, что, возможно, связано с турбулентностью течения за фронтом. Следует отметить, что измерение частот пульсаций f_{max} и f_{min} позволяет определять число Рейнольдса в плазменной короне, т. е. может служить основой экспресс-метода определения характера гидродинамических течений в короне. Такой метод мог бы оказаться полезным при исследовании проблем устойчивости короны, являющейся одной из центральных на пути к лазерному термоядерному синтезу [8].

Поступила 19 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966.
2. Таблицы физических величин. М., Атомиздат, 1976.
3. Силин В. П., Рухадзе Ю. П. Электродинамика плазмы и плазмоподобных сред. М., Атомиздат, 1961.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
5. Захаренков Ю. А., Зорев Н. Н., Крохин О. Н., Михайлов Ю. А., Рунасов А. А., Склизков Г. В., Шиканов А. С. Исследование взаимодействия лазерного излучения с плазменной короной при плотностях потока 10^{14} – 10^{15} Вт/см². — ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 2, с. 547.
6. Боронин А. П., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Коротковолновое излучение и ударная волна взрыва. — «Докл. АН СССР», 1970, т. 192, № 1, с. 67.
7. Боронин А. П., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Обобщенный электрический импульс и динамика разлета продуктов взрыва заряда ВВ. — ФГВ, 1973, № 4, с. 541.
8. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пащинин П. П. Лазерный термоядерный синтез. — УФН, 1976, т. 119, № 3, с. 401.