

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРАТ

*Е.Н.Бичуцкая, Ю.Б.Голубовский, В.О.Некучаев,  
Н.С.Пономарев, И.Э.Сулейменов,*

В последнее время значительный интерес привлекают вопросы управления свойствами ионизационных волн (страт) в газовом разряде. Изучение влияния внешних воздействий на стратифицированную плазму позволяет не только глубже понять природу ионизационных волн, но и представляет существенный практический интерес. Последний обусловлен как потребностями борьбы со стратами, так и, например, возможностями применения стратифицированных структур к созданию элементов изображения.

Одним из путей воздействия на свойства стратифицированной плазмы является наложение на нее постоянных магнитных полей, локализованных в ограниченной области. Влияние продольных магнитных полей на характеристики ионизационных волн исследовалось в [1]. Однако в этой, как и в других работах, посвященных тому же вопросу, не было уделено должного внимания нелокальному характеру формирования функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) при низких давлениях.

Действительно, наложение локального магнитного поля, равно как и внесение любого другого возмущения, приводит к видимым изменениям структуры свечения разряда на расстояниях, во много раз превышающих пространственный масштаб области, подвергшейся возмущению. Это обусловлено именно нелокальным характером формирования ФРЭЭ.

Целью настоящей работы являются изучение свойств ионизационных волн при воздействии на газовый разряд локализованных поперечных магнитных полей и интерпретация наблюдаемых явлений с точки зрения нелокальной кинетики электронов.

В работе исследовался стратифицированный разряд в неоне при давлении  $1 \leq pR \leq 10 \text{ Тор} \cdot \text{см}$  и токах 5–30 мА. Радиус трубки составлял 1.4 см, длина трубки 38 см. Магнитное поле создавалось при помощи электромагнита с квадратным сердечником площадью  $3.2 \text{ кв} \cdot \text{см}$  и числом витков  $N = 400$ . Исследовалось влияние наложения постоянного локального магнитного поля на свойства страт в автономном режиме, а также осуществлялась импульсная модуляция разряда со стратами кратковременными прямоугольными импульсами, составляющими  $\sim 0.02$  периода страты, и изучалось влияние магнитного поля на пространственно-фазовые характеристики взаимодействия импульсной модуляции со стратами.

При наложении магнитного поля на стратифицированный разряд наблюдается рост частоты ионизационных волн при практически постоянном значении длины волны, что иллюстрирует рис. 1, на котором представлены зависимости частоты ( $a$ ) и длины волны ( $b$ ) страт от величины магнитного поля.

Следует отметить, что длина волны измерялась вне сравнительно небольшой области, подвергавшейся влиянию магнитного поля. Вне обла-

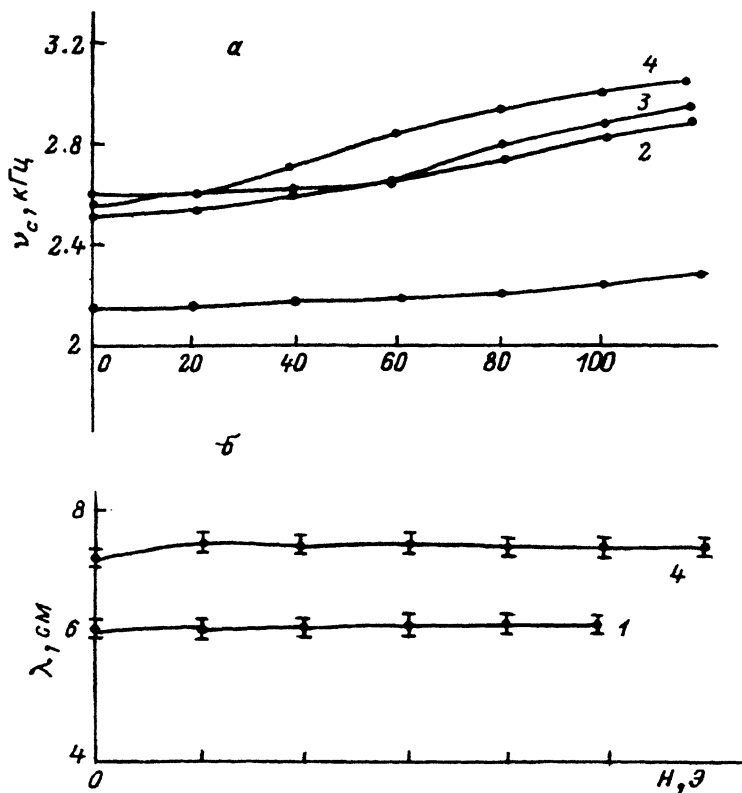


Рис. 1. Зависимости частоты страт (а) и длины волны (б) от напряженности магнитного поля для разрядных токов.

$i$ , мА: 1 — 15, 2 — 30, 3 — 45, 4 — 60.

сти действия магнитного поля, где продольное электрическое поле  $E$  сохраняет исходное значение, формирование ФРЭЭ происходит аналогично невозмущенному случаю, т.е. электроны набирают кинетическую энергию, необходимую для возбуждения атомов ( $\epsilon_1$ ) на длине  $\lambda = \epsilon_1/eE$ , что приводит к постоянству длины волны.

Представляется целесообразным попытаться выделить роль нелокальной кинетики электронов за счет фиксации частоты страт в эксперименте. Этого можно добиться, налагая на разрядный ток внешнюю импульсную модуляцию с фиксированной частотой. При этих условиях неизменными являются как длина, так и частота страт. Однако модулированный разряд уже не может быть охарактеризован только двумя этими параметрами, существенную роль начинает играть еще одна величина — пространственная фаза модулированной ионизационной волны.

Поясним ее физический смысл. Наложение на разряд кратковременного прямоугольного импульса вызывает характерный всплеск яркости свечения плазмы в соответствующий момент времени. На рис. 2 показаны осциллограммы свечения плазмы в разных точках трубки при наложении на разряд кратковременных прямоугольных импульсов. Временной сдвиг между максимумом страты и прямоугольным импульсом линейным образом зависит от координаты точки наблюдения, отсчитываемой вдоль

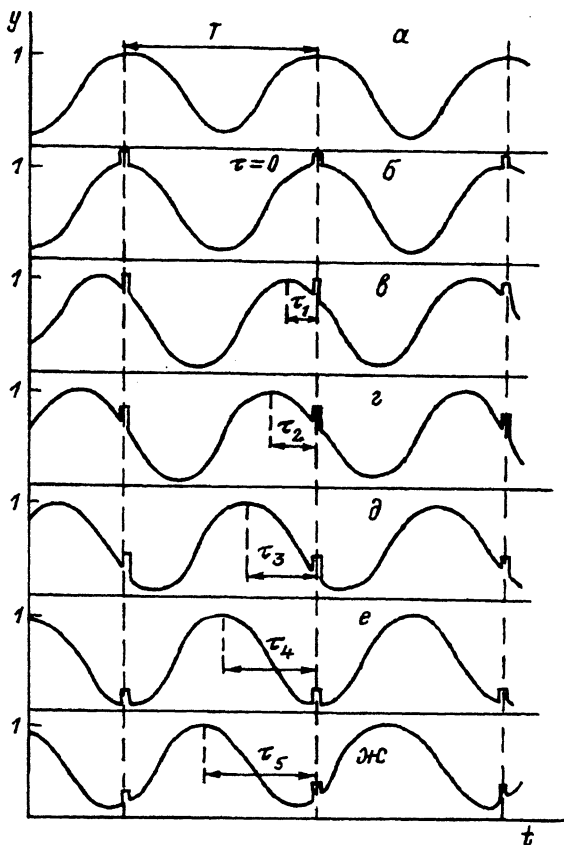


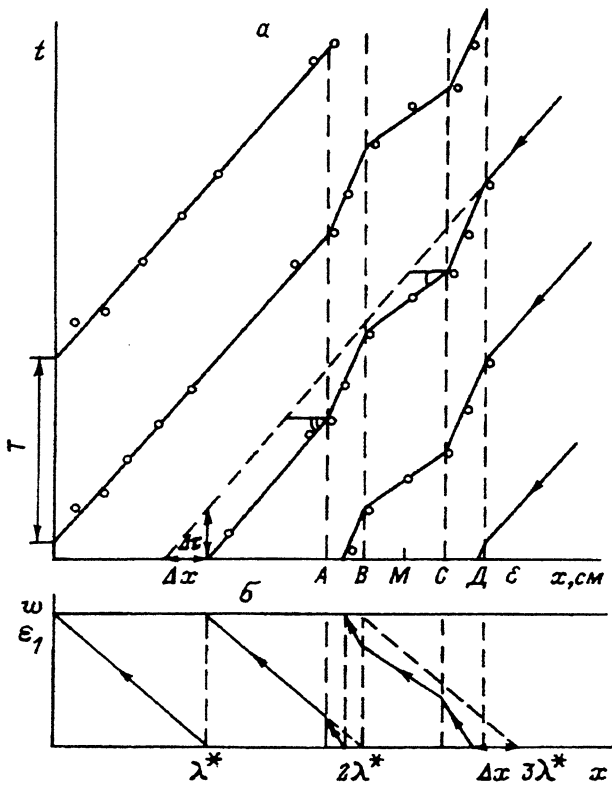
Рис. 2. Пространственно-фазовые характеристики страт.

*a* — временной профиль невозмущенной страты; *б-ж* — временные профили страт при наложении кратковременного прямоугольного импульса, регистрируемые в различных точках разряда вдоль оси трубки с шагом 1.2 см. Начало отсчета в точке, где отклик на импульс совпадает с максимумом страты (рис.2б).  $pR = 2.3T_{0p} \cdot \text{см}$ ,  $i/R = 60 \text{ мА/см}$ ,  $T = 340 \text{ мс}$ .

оси разряда. Это естественно, так как страты представляют собой регулярную волну, распространяющуюся вдоль оси трубки с постоянной скоростью.

Однако для определенной точки трубки значение этого временного сдвига является не случайной, а вполне фиксированной величиной. Координату точки трубки, в которой совпадают максимум страты и отклик на прямоугольный импульс, можно принять за меру пространственной фазы модулированной ионизационной волны  $\varphi = \{x/\lambda\}$ . В эксперименте было обнаружено, что величина пространственной фазы жестко определяется разрядными условиями и восстанавливается при многократных включениях и выключениях разряда. Наложение магнитного поля на модулированный газовый разряд вызывает существенное изменение именно пространственной фазы. В силу постоянства скорости распространения ионизационных волн за меру изменения пространственной фазы можно принять временной интервал между максимумом страты и прямоугольным импульсом, отнесенный к величине периода  $\varphi = \tau/T$  (рис. 2). Пространственная фаза совпадает в различных трубках одинаковой конфигурации и с идентичными разрядными условиями.

На рис. 3,а представлена диаграмма расположения максимумов ионизационных волн в плоскости  $(x, t)$ . Фазовая скорость волны определяется углом наклона  $dx/dt$ . Из рисунка видно, что происходит изменение



**Рис. 3.**  
*a* — Диаграмма расположения максимумов ионизационных волн в плоскости  $(x, t)$ : Магнит центрирован в точке  $M$ , имеет ширину  $BC$ , Возмущенная область  $AD$ ; *б* — Диаграмма, иллюстрирующая набор кинетической энергии электронами в плоскости  $(x, w)$ .

скорости распространения ионизационных волн в области, подвергшейся воздействию магнитного поля (меняется угол наклона линии, вдоль которой расположены максимумы). Магнит расположен в точке  $M$  и имеет размер  $BC$ . Возмущенная область имеет размер  $AD$ . Вне области  $AD$  наклон линии максимумов остается неизменным и характеризует скорость распространения невозмущенных ионизационных волн. Продолжая линию, вдоль которой идут максимумы в области между катодом и магнитом (пунктир на рис. 3, *a*) можно найти сдвиг фазы между возмущенной и невозмущенной волнами ( $\Delta x$  и  $\Delta t$  на рис. 3, *a*). Видно, что локальное изменение скорости ионизационных волн, вызванное наложением магнита, определяет именно изменение пространственной фазы.

Этот факт можно интерпретировать, используя представление о нелокальном характере формирования ФР. Наложение магнитного поля приводит к локальному изменению условия ионизационного баланса, что неизбежно связано с изменением среднего электрического поля в области, подвергшейся возмущению. Неупругий баланс энергий и связанное с ним сохранение полной энергии электрона в области упругих соударений позволяют построить следующую диаграмму (рис. 3, *б*). На этой диаграмме в плоскости координат кинетическая энергия ( $W$ ) — пространственная координата ( $x$ ) показаны линии, вдоль которых сохраняется полная

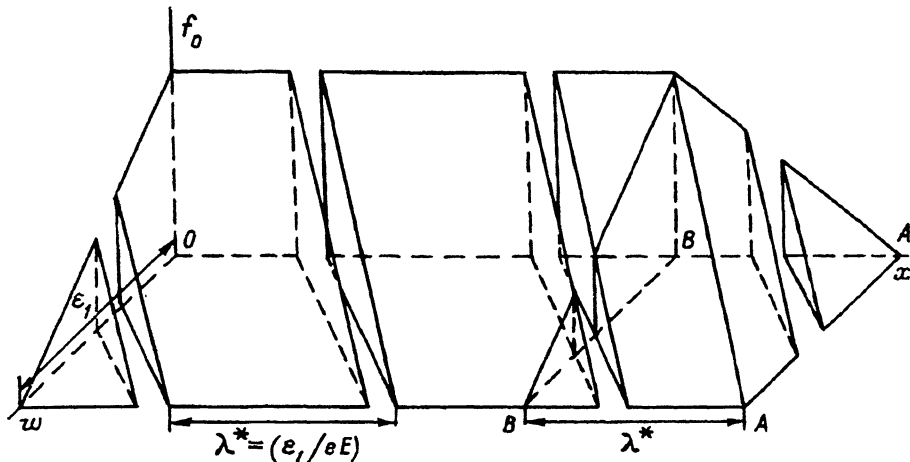


Рис. 4. Трехмерный график ФРЭД в зависимости от  $x$  и  $w$ .

Анод расположен в точке  $A$ . Возмущенная анодом область  $AB$  имеет размер  $\lambda^* = \epsilon_r / (eE)$ .

энергия электрона и которые описывают увеличение энергии электрона в электрическом поле. Угол наклона этих линий определяется значением среднего электрического поля. В связи с тем, что в возмущенной области и вне ее значения среднего поля различны, линия сохранения полной энергии является ломаной и волновое возмущение приобретает дополнительный набег фазы. Для сравнения на той же диаграмме обозначена линия сохранения полной энергии в невозмущенном случае (штриховая линия).

В экспериментах наблюдается увеличение набега фазы с ростом магнитного поля. При этом с ростом разрядных токов набег фазы также возрастает. Можно предположить, что с ростом магнитного поля или разрядного тока возмущающее влияние магнитного поля на разряд увеличивается, нарушение ионизационного баланса становится более ярко выраженным, изменение электрического поля в возмущенной области увеличивается, что приводит к росту набега фазы.

Для качественной интерпретации наблюдаемых явлений рассмотрим влияние прианодной области на колебания электрического поля на промежутке начало положительного столба-анод. На рис. 4 представлен трехмерный график зависимости возмущенной функции распределения от кинетической энергии  $W$  и пространственной координаты  $x$ . Прямоугольный провал на функции распределения моделирует реальное возмущение ФРЭ при наличии ионизационной волны [2]. График (рис. 4) получен на основании решения кинетического уравнения

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + eE \frac{\partial}{\partial W} \right) \frac{V^3}{\nu} \left( \frac{\partial}{\partial x} + eE \frac{\partial}{\partial W} \right) \underline{f_0} = 0,$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,  $e$  — заряд электрона,  $f_0$  — изотропная составляющая функции в предположении  $v^3 \sim \nu$ .

Члены, описывающие потерю энергии электронов в упругих столкновениях отброшены, поскольку при рассматриваемых разрядных условиях имеет место неупругий баланс энергий, а также не играют роли межэлектронные соударения.

При построении модельного решения использовались следующие граничные условия [3]:

$$f_0|_{\epsilon_1} = 0, f_0|_{x=x_A} = 0, \left( \frac{\partial}{\partial x} + E \frac{\partial}{\partial W} \right) f_0 \Big|_{W=\epsilon_1} = \left( \frac{\partial}{\partial x} + E \frac{\partial}{\partial W} \right) f_0 \Big|_{W=0},$$

а также произвольным образом заданная функция распределения  $f(W, 0)$  на опорной плоскости.

Из рисунка видно, что вплоть до прианодной области (точка  $B$  на рис. 4) возмущение функции распределения носит периодический характер. В случае бесконечного положительного столба напряжение на нем нечувствительно к фазе возмущения вследствие периодического характера функции распределения.

Однако если в рассмотрении фигурирует прианодная область ( $AB$  на рис. 4), то периодический характер заведомо нарушается в виду ее конечных размеров. Действительно, при изменении исходной фазы возмущения меняется и координата характерного "провала" в прианодной области. Деформация функции распределения в прианодной области  $AB$  обусловлена стоком электронов на анод [4]. Размер прианодной области равен  $\lambda^*$ . В отличие от положительного столба (область  $OB$ ) в прианодной области наблюдается обеднение ФРЭЭ медленными электронами вплоть до нулевого значения на аноде  $A$ . Это неизбежно приводит к изменению электронной концентрации и соответственно к изменению падения напряжения на прианодной области. В результате величина падения напряжения на участке начало положительного столба-анод в целом зависит от величины фазы колебания, приходящего в прианодную область.

Вышесказанное позволяет сделать вывод, что имеет место своего рода обратная связь через прианодную область: изменение поля приводит к изменению фазы колебаний в прианодной области, а оно в свою очередь приводит к изменению падения напряжения на рассматриваемом участке в целом. Приведенные соображения показывают, что поскольку обратная связь определяется фазой колебания, наличие прианодной области жестко фиксирует пространственную фазу модулированной волны, что наблюдается в эксперименте. В случае немодулированного разряда наложение магнитного поля вызывает изменение фазы волны в области приложения магнитного поля, и в силу нелокальной кинетики (рис. 4) это возмущение фазы передается в прианодную область. Изменение фазовых характеристик обратной связи может явиться причиной изменения частоты колебаний аналогично тому, что имеет место в радиотехнических автогенераторах. Длина волны при этом остается постоянной, так как определяется величиной  $\lambda^*$ . Это наблюдается в эксперименте на рис. 1, а, б.

Таким образом, в работе установлена связь нелокального характера формирования функции распределения с явлениями, протекающими при взаимодействии локального магнитного поля со стратифицированной плазмой. Показано, что для понимания такого рода явлений существенную роль играет учет пространственно-фазовых характеристик и обратной связи через прианодную область.

- [1] Sato M. // Contribution to Plasma Physic. 1981. Vol. 21. N 2. P. 77-86.  
 [2] Ohe K., Kimura T. // Jap. J. Appl. Phys. P. 1. 1989. Vol. 28. N 10. P. 1997-2007.  
 [3] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169-177.  
 [4] Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1285-1291.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1992 г.

10

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

© 1993 г.

## ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ВОЗДУХЕ В РЕЖИМЕ МНОГОИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Е.А.Ливадный

Задача о переносе электронных потоков (ЭП) в газах, в том числе в воздухе, имеет ряд практических приложений [1,2]. Высказывались, в частности, предположения о возможности транспортировки электрической энергии “на многие километры” [3,4]. Поскольку расстояния, на которые могут распространяться ЭП в атмосфере нормальной плотности, ограничены по крайней мере десятками метров вследствие быстрой изотропизации ЭП в упругих столкновениях, а также из-за потерь энергии в неупругих столкновениях, то для транспортировки ЭП на большие расстояния предлагается [4] использовать, во-первых, “самофокусировку” ЭП достаточно большой мощности, что позволяет уменьшить радиальное расширение ЭП в соответствии с уравнением [5]

$$a^2(z) = a^2(z=0) \exp \left( \int dz/L(z) \right), \quad (1)$$

где  $a$  — характерный радиус “огibaющей” пучка;  $z$  — продольная координата;  $L$  — “длина рассеяния”, пропорциональная мощности пучка; при этом предполагается добиться полной зарядовой и достаточно слабой магнитной нейтрализации пучка. Во-вторых, предлагается использовать многоимпульсную инжекцию (МИ) и уменьшить потери энергии частиц вследствие уменьшения плотности воздуха в канале транспортировки за счет его разогрева предыдущими импульсами ЭП; для уменьшения доли энергии, теряемой частицами в неупругих столкновениях, следует использовать частицы с энергией  $E > E_{кр}$ , где  $E_{кр}$  — критическая энергия электронов в воздухе.

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, в которых рассмотрены различные аспекты взаимодействия одиночного импульса ЭП с газовой средой. Однако публикации по исследованию распространения ЭП в режиме МИ отсутствуют. Полное решение данной задачи должно включать в себя моделирование движения частиц с учетом процессов самосогласованного взаимодействия с электромагнитными полями и атомами среды, физико-химической кинетики и др. [6]. Данная работа имеет целью получить оценку верхней границы дальности транспортировки ЭП, решая эту задачу в упрощенной постановке. Основное