

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 4

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

4

МОСКВА · 1978

УДК 533.951.8

**ОБ ИОНИЗАЦИОННО-ПЕРЕГРЕВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ
И СТАБИЛИЗИРУЮЩЕМ ДЕЙСТВИИ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ
ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Ю. П. РАЙЗЕР, Г. И. ШАПИРО

Введение

Ионизационно-перегревная неустойчивость плазмы тлеющего разряда, по-видимому, чаще всего служит причиной нарушения его однородности (шнурования) [1,2]. Небольшое увеличение плотности электронов n_e ведет к увеличению джоулева нагрева. Вызванное разогревом тепловое расширение газа приводит к возрастанию отношения электрического поля E к плотности атомов и молекул N . При этом резко возрастает скорость ионизации газа ударами электронов и n_e увеличивается еще больше.

Наиболее эффективным методом повышения стабильности разряда в лазерных системах явилось использование внешнего ионизирующего источника — пучка быстрых электронов. Однако большие технические трудности, с которыми связано применение электронного пучка в мощных лазерах непрерывного действия, побудили поиски и других методов. В многокиловаттном быстропотоочном лазере на CO_2 [3] был применен комбинированный разряд с постоянным продольным полем и высокочастотным поперечным. Введение в объем 82 л при давлении 30 тор 60 кат ВЧ-мощности (с частотой 13,7 Мгц) позволило поднять вклад мощности постоянно тока от 60 до 100 кат.

В опыте [4] было продемонстрировано действие повторяющихся пробивающих импульсов, приложенных к электродам, на повышение мощности постоянного тока, подаваемого на те же электроды. Разряд постоянного тока в этом случае имел самостоятельный характер.

В работах [5,6] был развит метод организации продольного самостоятельного разряда в лазере на замкнутом цикле, в котором ионизация осуществлялась повторяющимися с частотой 100 кгц пробивающими электрическими импульсами, приложенными безэлектродным, емкостным способом. Этот способ позволил вложить в объем 27 л при давлении 50 тор 70 кат непрерывной мощности при незначительной средней мощности ионизирующих импульсов. В отсутствие импульсов однородность самостоятельного разряда нарушалась при мощности на порядок меньшей.

В настоящей работе рассматривается развитие ионизационно-перегревной неустойчивости тлеющего разряда в быстропеременных полях, с тем чтобы в какой-то мере прояснить механизм стабилизирующего действия сильных импульсов электрического поля и указать место этого метода среди других.

Механизм стабилизации

Вероятная причина стабилизации разряда импульсами состоит в затруднении развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Инкремент нарастания неустойчивости Ω 1/сек тем больше, чем круче нарастающая зависимость константы скорости ионизации K_i от E/N , так как тем

сильнее возрастают K_i . $K_i(E/N)$ такова, что «числовой» производной K_i .

В самостоятельном разряде все же происходит ионизация (т. е. падения электронов вообще не возникает. В несамостоятельных импульсах, осцилляциях n_e нарастают только во время импульса. В паузах между импульсами электроны гибнут, и нарастание N также не происходит. Чем больше N , тем меньше n_e .

Указанный механизм стабилизации разряда в работе [7] объяснен с помощью синусоидального поля. В результате конечными результатами являются импульсы стабилизации, поддерживающие ионизационную стабильность, независимо от частоты поля, а потом.

Если расположить электроды так, чтобы повысить стабильность разряда, то получится такая комбинация постоянного тока — комбинированный ВЧ-разряд — несамостоятельный разряд — несамостоятельный разряд (или ультрафиолетовый).

Составим уравнение для неустойчивости разряда в виде более наглядности с помощью упрощенных соотношений.

Пренебрегая амплитудными эффектами, что приемлемо для смеси $CO_2 + N_2 + He$, и электронов, запишем закон сохранения заряда электронов, отрицательного

$$\frac{dn_e}{dt}$$

Здесь qN — скорость нарастания скорости ионизации комбинации.

Скорости ионизации электронов, которые при типичных для лазера параметрах спектр устанавливаются в $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Будем считать

УДК 533.951.8

**ИВОСТИ
ОЛЯХ
ЮЩИХСЯ**

сильнее возрастают K_i и n_e при уменьшении плотности газа N . Функция $K_i(E/N)$ такова, что «крутизна» ее, которая характеризуется логарифмической производной $K_i = d \ln K_i / d \ln (E/N)$, при увеличении E/N падает.

В самостоятельном разряде постоянного тока неустойчивость развивается легче всего; обычно в этом случае $K_i \sim 10$. В разряде с чисто внешней ионизацией (т. е. при очень слабой ионизации полем) скорость рождения электронов вообще не зависит от E/N , и перегревная неустойчивость не возникает. В несамостоятельном разряде, поддерживаемом электрическими импульсами, осуществляется промежуточный случай. Возмущения n_e нарастают только во время действия сильного поля, когда величина K_i мала. В паузах между импульсами ионизация постоянным полем слаба, электроны гибнут, и на этом фоне дополнительная ионизация за счет возмущений N также незначительна. Средний за период инкремент Ω оказывается меньшим, чем в самостоятельном разряде с тем же энерговкладом.

Указанный механизм действует и в случае ВЧ-поля. На подобной основе в работе [7] объяснялось преимущество комбинации постоянного и синусоидального полей перед постоянным (нельзя только согласиться с конечными результатами этих расчетов, см. ниже). Однако повторяющиеся импульсы стабилизируют разряд постоянного тока лучше, так как для поддержания ионизации амплитуда импульсов, обладающих высокой скважностью, неизбежно должна быть большей, чем амплитуда синусоидального поля, а потому K_i — меньшей.

Если расположить различные способы организации разряда в порядке повышения стабильности по отношению к перегривной неустойчивости, то получится такая последовательность: самостоятельный разряд постоянного тока — комбинированный разряд постоянного тока с ВЧ-полем — ВЧ-разряд — несамостоятельный разряд с ионизацией пробивающими импульсами — несамостоятельный разряд с ионизацией электронным пучком (или ультрафиолетовым излучением).

Уравнения разряда

Составим уравнения, на основе которых можно исследовать как стабильное состояние разряда, так и развитие неустойчивости, причем для большей наглядности результатов сделаем это с максимально возможными упрощениями.

Пренебрегая амбиполярной диффузией по сравнению с объемными процессами, что приемлемо для быстропоточных лазеров, и имея в виду смеси $CO_2 + N_2 + He$, в которых существенны процессы прилипания электронов, запишем завязанные друг с другом уравнения для плотностей электронов, отрицательных и положительных ионов:

$$\frac{dn_e}{dt} = qN + K_i N n_e - K_a N n_e + K_d N n_- - \beta_e n_e n_+; \quad (1)$$

$$\frac{dn_-}{dt} = K_a N n_e - K_d N n_- - \beta_- n_- n_+; \quad (2)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = qN + K_i N n_e - (\beta_e n_e + \beta_- n_-) n_+. \quad (3)$$

Здесь qN — скорость ионизации внешним источником, K_a и K_d — константы скоростей прилипания и отлипания, β_e , β_- — коэффициенты рекомбинации.

Скорости ионизации и прилипания зависят от энергетического спектра электронов, который в постоянном поле определяется отношением E/N . При типичных для лазеров непрерывного действия давлениях $10-100$ тор спектр устанавливается за время $10^{-9}-10^{-8}$ сек. Оно меньше и длительности импульсов в [6] — $7 \cdot 10^{-8}$ сек, и четверти периода ВЧ-поля в [3] — $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Будем считать, что спектр «следит» за изменениями поля, тог-

леющего разря-
его однородно-
ти электронов n_e
ревом тепловое
трического поля
растает скорость
ще больше.

ности разряда в
ионизирующего
ше технические
пучка в мощных
других методов.
] был применен
нем и высококач-
ли 30 тор 60 квт
вклад мощности

оряющихся про-
вышние мощно-
Разряд постоян-

ного несамостоя-
и ионизация осу-
ющими электри-
костным спосо-
авлении 50 тор
едней мощности
дность самостоя-
меньшей.

изационно-перег-
еменных полях,
изирующего дей-
ь место этого ме-

и состоит в за-
чивости. Инкре-
и круче нараста-
 E/N , так как тем

да величины K_i , K_a определяются мгновенными значениями E/N . Они могут очень сильно изменяться в течение периода поля.

Плотности зарядов, напротив, не успевают заметно меняться при быстрых пульсациях поля. Характерные времена для их изменения, $(\beta_n n_+)^{-1}$, например, имеют порядок 10^{-4} сек. Они на несколько порядков больше периода ВЧ-поля и на порядок больше периода между импульсами в [°] — 10^{-5} сек. Пульсации n_e , следовательно, малы. Еще более инерционны плотность N и температура T газа, которые в общем случае связаны уравнениями газовой динамики. Поэтому, рассматривая сравнительно медленный процесс нарастания возмущений N и n_e , в случае периодических полей следует усреднить уравнения кинетики (1)–(3) по времени за период поля. При этом повсюду, в том числе и под знаками d/dt , войдут сглаженные величины n_e , n_- , n_+ , N , а кинетические коэффициенты будут усредняться по времени за период. Таким образом, в случае быстропеременных периодических полей развитие возмущений можно исследовать на основе уравнений (1)–(3) точно так же, как и в постоянном поле, нужно только K_i заменить на \bar{K}_i и т. д.

Плотность газа N связана с его температурой T или давлением p уравнениями газовой динамики. Пульсации этих величин исчезающе малы. Положим, что давление газа в области возмущений выравнивается скорее, чем развивается неустойчивость. Это справедливо, если скорость звука удовлетворяет условию $c \gg \Lambda \Omega$, где Λ — характерный размер области возмущения (диаметр шнура). Обычно это неравенство выполняется ($c \sim 5 \cdot 10^4$ см/сек, $\Omega \sim 10^8$ 1/сек, $\Lambda \sim 1$ см). Тогда

$$p = NkT = \text{const.} \quad (4)$$

Для газовой температуры запишем упрощенное уравнение баланса энергии тяжелых частиц.

$$NC_p \frac{dT}{dt} = \overline{\sigma E^2} - NC_p (T - T_0) \nu_T, \quad \sigma = \frac{e^2 n_e}{m K_m N}. \quad (5)$$

Здесь σ — проводимость, $K_m N$ — частота столкновений электронов для передачи импульса; скорость выделения джоулева тепла σE^2 усредняется за период поля; $C_p = [\gamma/(\gamma-1)]k$ — теплоемкость поступательных и вращательных степеней свободы при постоянном давлении, γ — соответствующий показатель адиабаты. Предполагается, что колебательная релаксация происходит достаточно быстро — для лазерных смесей с CO_2 это справедливо [8]. Последний член эффективно описывает вынос тепла из разряда; T_0 — внешняя температура; ν_T^{-1} — характерное время теплоотвода¹. В наиболее интересном случае, когда газ протекает через разряд, $\nu_T \approx 2u/L$, где u — скорость потока, L — длина разрядной области вдоль течения; обычно $\nu_T \approx 3 \cdot 10^2 - 10^3$ 1/сек. Под T в (5) понимается средняя по длине разряда и сглаженная по пульсациям температура газа, так что производная dT/dt не связана с потоком. Из (4), (5) получаем уравнение для плотности газа

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -\nu_T + \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) \nu_T, \quad N_0 = \frac{p}{kT_0}; \quad (6)$$

$$\nu_T = \frac{\overline{\sigma E^2}}{NC_p T} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\overline{\sigma E^2}}{p}. \quad (7)$$

Величина ν_T^{-1} представляет собою характерное время для разогрева и расширения газа; обычно оно порядка 10^{-2} сек.

¹ Рассасыванием возмущений температуры путем теплопроводности пренебрегаем. Это справедливо при условии $\Lambda \gg \sqrt{\chi/\Omega}$ (χ — теплопроводность), которое обычно выполняется.

Во многих случаях по сравнению с сопротивлением разряда если при развитии измененным, напряжением шнура или что в одном месте в виду подобные с

Вольт

Уравнения (1) стояния, должны (ВАХ) положительной практической. Известно лишь, что $\text{CO}_2 + e \rightarrow \text{CO} + \text{O}^-$, следствием исключений с молекул с другими частицами, чаще ионов O^- [10] имеется, пожалуйста, мы, добиться согла

Наиболее экспериментальные В/ному продольном канале сечения $5 = 100$ м/сек, давление этой смеси имеют

$V = 20, 2;$

Примем также $\sigma =$

При расчете Илев нагрев газа в большое (до 15% кулярной и турбулентности конвективной падение напряжения катодов (в сумме

На рисунке в ми значениями K нии, которое пол отщипания ($K_a =$ нию, противореч типичных для ли пришлось бы доциативной реком горения разряда, для смеси 1 : 7 : 1 свидетельствуют довольно быстро тери получились слишком большими стности [9]) покного разряда (с росте тока. Имеет В предположении

Во многих случаях возмущения электрического поля оказываются малыми по сравнению с возмущениями плотности. Так получается, если сопротивления разряда значительно больше сопротивления внешней цепи, если при развитии неустойчивости полный ток через разряд остается неизменным, например, когда неустойчивость приводит к образованию тонкого шнура или когда возмущения пространственно симметричны, так что в одном месте ионизация и ток нарастают, а в другом — падают. Имея в виду подобные случаи, поле E варьировать не будем.

Вольт-амперные характеристики и роль отлипания

Уравнения (1), (2), (3), (6) с $d/dT=0$, описывающие стабильные состояния, должны давать правильные вольт-амперные характеристики (ВАХ) положительного столба разряда. К сожалению, для лазерных смесей практически полностью отсутствуют данные о процессах отлипания. Известно лишь, что ионы O^- , которые получаются в результате реакции $CO_2 + e \rightarrow CO + O^-$, очень быстро превращаются в «кластеры» CO_3^- , а последние исключительно устойчивы по отношению к отлипанию при столкновениях с молекулами CO [9]. Возможно, однако, что при столкновениях с другими частицами, скажем возбужденными молекулами N_2^* (как в случае ионов O^- [10]), отлипание происходит. Для оценки роли отлипания имеется, пожалуй, единственный путь — задаваясь различными скоростями, добиться согласия с экспериментальными ВАХ.

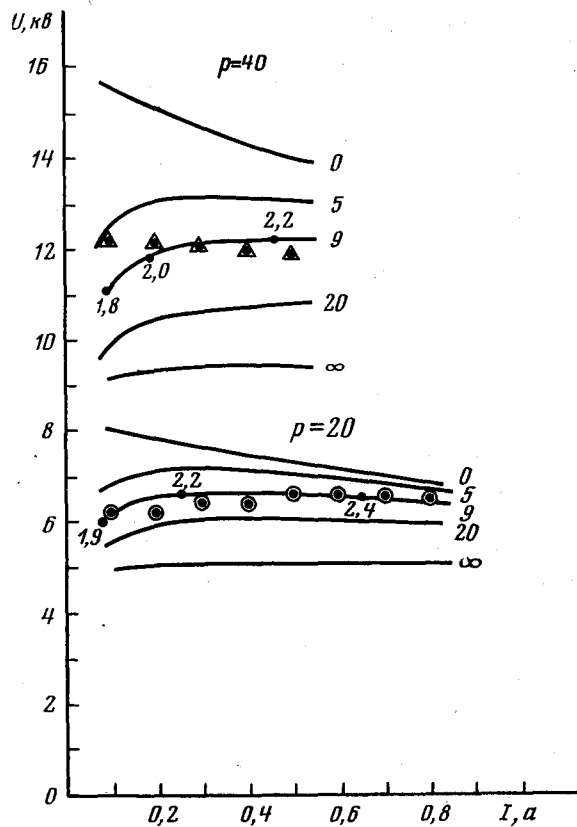
Наиболее подходящими для этой цели являются измерения [11]. Экспериментальные ВАХ, показанные на рисунке, относятся к быстропоточному продольному самостоятельному разряду постоянного тока в плоском канале сечения $5 \times 15 \text{ см}^2$, длины $L=46 \text{ см}$, при скорости прокачки $u=100 \text{ м/сек}$, давлениях $p=20$ и 40 тор в смеси $CO_2 : N_2 : He=1 : 7 : 12$. Для этой смеси имеются расчеты K_i и K_a [9]. Аппроксимируем их формулами:

$$\begin{aligned} K_i &= A u e^{-(B/u)}, \quad A = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}, \\ B &= 20,2; \quad u = 10^{16} \text{ E/N в} \cdot \text{см}^2; \quad K_a = 2,5 \cdot 10^{-12} e^{-7,9/u} \text{ см}^3/\text{сек}. \end{aligned} \quad (8)$$

Примем также $\sigma = 1,0 \cdot 10^{-13} n_e / p_{\text{гор}} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ [6].

При расчете ВАХ для условий указанного эксперимента учтены: джоулев нагрев газа вниз по потоку (достигающий 60° C), связанное с ним небольшое (до 15%) ускорение газа; вынос тепла на стенку за счет молекулярной и турбулентной теплопроводности, добавляющий 25% к скорости конвективного выноса; катодное падение потенциала и геометрическое падение напряжения вследствие концентрации поля вблизи стержневых катодов (в сумме $\approx 400 \text{ в}$). Принято $\beta_+ = \beta_- = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}^{-1}$.

На рисунке нанесены теоретические ВАХ, рассчитанные с постоянными значениями K_a . Крайние предположения о предельно сильном отлипании, которое полностью компенсирует прилипание ($K_a = \infty$), и отсутствии отлипания ($K_a = 0$), когда разряд, как правило, контролируется прилипанием, противоречат [11] и другим экспериментам. В первом случае при типичных для лазеров непрерывного действия значениях $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ пришлось бы допустить неправдоподобно большие коэффициенты диссоциативной рекомбинации $\beta_+ \sim 10^{-5} \text{ см}^3/\text{сек}$. Во втором случае напряжение горения разряда, которое следует из условия $K_i = K_a$ ($E/N = 2,6 \cdot 10^{-16} \text{ в} \cdot \text{см}^2$ для смеси 1 : 7 : 12), оказывается завышенным. Против такого допущения свидетельствуют и ВАХ самостоятельных разрядов. Функция $K_a(E/N)$ довольно быстро нарастает при низких E/N . При малых напряжениях потери получились бы слишком малыми, а плотности электронов и токи — слишком большими. ВАХ была бы падающей, тогда как все опыты (в частности [9]) показывают, что напряжение протяженного несамостоятельного разряда (с относительно малым катодным падением) возрастает при росте тока. Имеется и еще один аргумент, хотя и не столь убедительный. В предположении о чистом прилипании инкремент неустойчивости полу-



Экспериментальные (треугольники, кружки) и расчетные ВАХ. Верхняя серия кривых — $p=40$ тор; нижняя — $p=20$ тор. Цифры около кривых — значения K_d в единицах 10^{-15} см³/сек. Цифры вдоль кривых — значения E/N в единицах 10^{-8} в·см²

чается слишком большим — разряды были бы значительно менее устойчивыми, чем получается на опыте (см. ниже).

Таким образом, скорее всего прилипание частично компенсируется отлипанием. Лучше всего для описания обеих ($p=20$ и 40 тор) экспериментальных ВАХ [11] подходит одно и то же значение $K_d=9 \cdot 10^{-15}$ см³/сек (см. рисунок). Ему, как мы сейчас увидим, соответствует довольно сильная компенсация прилипания отлипанием, при которой разность между скоростями этих процессов оказывается значительно меньшей, чем сами скорости. В этом случае возможно существенное упрощение уравнений кинетики (1), (2), (3), которые приближенно сводятся к одному [12].

Если скорости прилипания и отлипания велики по сравнению со скоростью рекомбинации, точнее, при условии $K_d N \gg \beta_- n_+$, можно положить $K_d n_e \sim K_d n_-$, $n_-/n_e \approx K_a/K_d = \eta$. С учетом $n_+ \approx n_e(1+\eta)$ из уравнения (3) получим:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{qN + K_i N n_e}{1 + \eta} - (\beta_e + \beta_- \eta) n_e^2. \quad (9)$$

ВАХ самостоятельно стабильного разряда следует из уравнения

$$n_e = \frac{K_i (E/N) N}{(1 + \eta) (\beta_e + \beta_- \eta)}, \quad \eta = \frac{K_a}{K_d}, \quad (10)$$

и соответствует режимом рекомбинации β няется немного, так

Приведем число $6,2$ кВ при $p=20$ т $E/N=2,1 \cdot 10^{-16}$ в·см $\cdot 10^4$ 1/сек. С выбра /сек частота рекомб меньше частоты отл прилипание компе $-K_d N n_- \approx K_i N n_e - \beta_- n_+$ рости прилипания /шей степени припл чем меньше K_i/K_a .

При учетной т тивном коэффициент зом объяснить и V : 12, поддерживаемо

Инкремент нара если представить n , ситися к невозмуще тельно возмущений учесть, что скорости развития возмущен нов «следит» за из ложить $dn_e/dt=0$, з

Вспоминая, что \bar{K}_i , и не учитывая с

$\bar{K}_i =$

При повышени положительной вел устойчивости опред вие внешнего иони функции (8) с бол тогда ясно видно, ч кремент Ω в пере ме взвешенное средне ко к $1/E_{max}$, так как функция $K_i[E(t)]$. ности нужны сред чае импульсов с бо

шает амплитудное Стабилизирующее (11): в знаменател ним источником и

² Это подтвержда а с $\eta = \text{const}$.

³ Любопытно, что степенной зависимо от характера

и соответствует рекомбинационному режиму с эффективным коэффициентом рекомбинации $\beta_{\text{эф}} = (1+\eta)(\beta_e + \beta_{-\eta})$. В основном диапазоне токов η меняется немного, так что $\beta_{\text{эф}}$ очень слабо зависит² от E/N .

Приведем численный пример. Для экспериментальной точки 0,15 а 6,2 кэ при $p=20$ тор и $N=6,7 \cdot 10^{17}$ 1/см³ получается $n_e=3,2 \cdot 10^9$ 1/см³, $E/N=2,1 \cdot 10^{-16}$ в·см². Расчетные частоты: $\nu_i=K_i N=10^4$ 1/сек, $\nu_a=K_a N=4 \cdot 10^4$ 1/сек. С выбранным значением $K_a - \eta = n_-/n_e = 5,3$. С $\beta_e = \beta_- = 10^{-7}$ см³/сек частота рекомбинации отрицательных ионов $\beta_{-n_+} = 2 \cdot 10^3$ 1/сек втрое меньше частоты отлипания $K_a N$. Уравнение (1) показывает, в какой мере прилипание компенсируется отлипанием: разность скоростей $K_a N n_e - K_a N n_- \approx K_i N n_e - \beta_e n_+ n_e = 8 \cdot 10^3 \times n_e \cdot 1/\text{см}^3 \text{сек}$, что в 5 раз меньше самой скорости прилипания $4 \cdot 10^4 n_e$. Приведенные цифры свидетельствуют о хорошей степени приближения (10). Отметим, что формула (10) тем точнее, чем меньше K_i/K_a .

При учетной таким образом роли отлипания и получающемся эффективным коэффициенте рекомбинации удается удовлетворительным образом объяснить и ВАХ несамостоятельного разряда в близкой смеси 1 : 6 : : 12, поддерживаемого повторяющимися импульсами [9].

Инкременты неустойчивости

Инкремент нарастания возмущений находится из уравнений (6), (9), если представить n_e и N в виде $n_e = n_e^{(0)} + \Delta n_e$, $\Delta n_e \sim \exp(\Omega t)$, где $n_e^{(0)}$ относится к невозмущенному состоянию, и линеаризовать уравнение относительно возмущений. Формулу для Ω удастся сильно упростить, если учесть, что скорость ионизации, как правило, заметно превышает скорость развития возмущений. По этой причине сглаженная плотность электронов «следит» за изменением плотности газа, и можно с самого начала положить $dn_e/dt=0$, заменив уравнение (9) на (10).

Вспоминая, что в случае быстропеременных полей K_i заменяется на \bar{K}_i , и не учитывая сравнительно слабой зависимости K_m и $\beta_{\text{эф}}$ от N , найдем:

$$\Omega = \nu_T \left(\frac{\bar{K}_i - 1 - q/\bar{K}_i n_e}{1 + 2q/\bar{K}_i n_e} + 2 \right) - \nu_F, \quad (11)$$

$$\bar{K}_i = - \frac{\partial \ln \bar{K}_i}{\partial \ln N} = \frac{K_i \bar{K}_i}{\bar{K}_i} = \int \bar{K}_i K_i dt / \int K_i dt. \quad (12)$$

При повышении энергозклада в разряд ν_T возрастает и Ω становится положительной величиной. Пороговая мощность для возникновения неустойчивости определяется уравнением $\Omega=0$ совместно с ВАХ. В отсутствие внешнего ионизатора, у порога $\nu_T = \nu_F / (\bar{K}_i + 1)$. Для таунсендовской функции (8) с большой точностью $\bar{K}_i = \text{const } N/E$. Из формул (11), (12) тогда ясно видно, что при данном энергозкладе, т. е. фиксированном ν_T , инкремент Ω в переменном поле меньше, чем в постоянном E_c . Действительно, взвешенное среднее от $1/E(t)$ в периодическом поле $E_{\text{min}} \leq E(t) \leq E_{\text{max}}$ близко к $1/E_{\text{max}}$, так как при E даже немногим меньших, чем E_{max} , мала весовая функция $K_i[E(t)]$. Между тем для поддержания ионизации и той же мощности нужны средние поля, близкие к E_c и лежащие ближе к E_{min} . В случае импульсов с большой скважностью величина E_{max} значительно превышает амплитудное значение ВЧ-поля; соответственно меньше³ \bar{K}_i и Ω . Стабилизирующее действие внешнего ионизатора также видно из формулы (11): в знаменателе формулы стоит отношение скоростей ионизации внешним источником и полем: чем оно больше, тем меньше Ω .

² Это подтверждается и путем построения расчетных ВАХ не с $K_a = \text{const}$, а с $\eta = \text{const}$.

³ Любопытно, что эффект стабилизации переменными полями отсутствует при степенной зависимости $K_i \sim (E/N)^m$ с любым m , так как при этом $\bar{K}_i = \bar{K}_i = m$ независимо от характера пульсаций поля.

асчет-
ниж-
няя k_d
- зна-

но менее устойчи-

компенсируется
(40 тор) экспери-
 $\zeta_d = 9 \cdot 10^{-15}$ см³/сек
ет довольно силь-
й разность между
вышей, чем сами
щение уравнений
одному [12].
равнению со ско-
можно положить
равнения (3) по-

(9)

уравнения

(10)

Отметим, что эффект стабилизации разряда быстроповторяющимися ионизирующими импульсами поля имеет много общего с эффектом стабилизации низкочастотными интенсивными импульсами электронной концентрации [13]. Последний связан с нелинейной зависимостью инкремента от n_e . Наилучшим образом действуют повторяющиеся импульсы электронной концентрации в виде δ -функций от времени.

Предельные энергоклады при различных способах поддержания разряда

Увеличение предельного энергоклада в стабилизированном разряде по сравнению с самостоятельным разрядом в постоянном поле E_c будем характеризовать коэффициентом стабилизации $\xi = (\sigma E^2)_{\max} / (\sigma E_c^2)_{\max}$. В случае скрещенных постоянного и ВЧ-полей (как в [3]) $q=0$ и $E(t) = [E_c^2 + E_a^2 \sin^2 \omega t]^{1/2}$. При условии $\alpha = E_a/E_c < 1$ и с учетом того, что при фактических полях показатель экспоненты в формуле для K_i , $b = B/y \sim 10$, интегралы можно приближенно вычислить методом перевала. Найдем

$$\bar{K}_i = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} K_i \left[\frac{E(t)}{N} \right] dt \approx Ay_a (\alpha^2 + 1)^{1/4} \left(\frac{2}{\pi b_a} \right)^{1/2} e^{-\frac{b_a}{\sqrt{\alpha^2 + 1}}};$$

$$\bar{K}_i = \overline{K_i K_i} / \bar{K}_i \approx 1 + \frac{b_a}{\sqrt{\alpha^2 + 1}}; \quad b_a = \frac{B}{y_a}; \quad y_a = 10^{15} \frac{E_a}{N}.$$

Примечательно, что результаты не зависят от частоты поля. Для коэффициента стабилизации получим

$$\xi \approx \frac{b_c + 2}{2 + \frac{b_a}{\sqrt{\alpha^2 + 1}}} \approx 1 + \ln[(2\pi b_c)^{1/2} (\alpha^2 + 1)^{1/2} (2\alpha^2 + 1)^{-1}] / (b_c + 2), \quad (13)$$

где $b_c = B/(y_c)_{\max}$ соответствует предельному энергокладу в постоянном поле ($b_c \approx 10$). Из формулы (13) видно, что разряд в чисто синусоидальном поле ($\alpha=0$) стабильнее комбинированного, ξ растет при уменьшении α . Но эффект стабилизации ВЧ-полем не превышает 17% (см. ниже таблицу) ⁴.

Поле	n_e , 10^{10} см^{-3}	$(\sigma E^2)_{\max}$, $\text{вт} \cdot \text{см}^{-3}$	Процент мощности от пере- менного поля	Кэффи- циент стабили- зации ξ
Постоянное E_c	0,42	0,76	—	1
Постоянное + ВЧ, $E_a = E_c$	0,49	0,83	33	1,09
ВЧ	0,68	0,88	100	1,16
Импульсы + постоянное $\tau_2/\tau_1 = 500$, $E_2/E_c = 0,7$	2,2	1,8	4	2,4
Внешний источник $q = 1,95 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$	2,4	3,2	—	4,2

⁴ В расчете [7] получилось, что стабилизация перегретой неустойчивости максимальна, когда отношение амплитуды ВЧ-поля к постоянному $E_a/E_c = \delta = 2$, а соответствующий максимальный коэффициент стабилизации равен 3. На самом деле, как для рассмотренного нами случая очень высоких частот, когда пульсации n_e незначительны, так и для рассмотренного в [7] случая меньших частот, для которых n_e квазистационарным образом осциллирует вместе с полем, при увеличении δ эффект стабилизации растет монотонно. Кроме того, величина эффекта существенно меньше, она не превышает $\approx 20\%$. Дело в том, что при сопоставлении инкрементов неустойчивости в комбинированном и постоянном полях для одинаковых энергокладов средние электронные температуры в [7] считались также одинаковыми. Между тем при одинаковом энергокладе средняя электронная температура T_e зависит от δ и в переменном поле меньше, чем в постоянном. Если проделать все выкладки, исходя лишь из формул статьи [7], но с учетом истинной зависимости $T_e(\delta)$, получим указанный выше результат.

Для несамостоятельных импульсами поля E и при постоянном $E_2 < E_1$, найдем

\bar{K}_i

где $K_{1,2} = K_i(E_{1,2})$, сов $b_1 \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow 1 + b_c$

$\xi \approx$

В предельном случае зависимость K_i от N при импульсами разряда приближается к стабильному значению.

В таблице приведены данные для различных вариантов $\tau_2/\tau_1 = 40$ тор. Расчет средней плотности электронов и предельный энергоклад при наблюдаемом уровне неустойчивости, так как ξ отвечает реальной неустойчивости.

Отметим, что описанные поля (ВЧ импульсы) что один только разряд не наблюдается. Тем не менее расчеты показывают стабильность.

Институт проблем механики АН СССР

1. G. Ecker, W. Kroll,
2. Е. П. Велихов, И. А. Ростин. ДАН СССР
3. С. О. Brown, J. W. I.
4. А. Е. Hill. Appl. Ph.
5. Н. А. Генералов, Е. Письма в ЖТФ, 1,
6. Н. А. Генералов, Е. Физика плазмы, 3
7. Т. В. Рахимов, А.
8. R. L. Taylor, S. Birn
9. W. L. Nighan, W. J.
10. Е. П. Велихов, С. А. Т. Рахимов, Т. I.
11. А. С. Eckbreth, P. I.
12. А. П. Напартович.
13. С. М. Меерков, Г.

многократно повторяющимися импульсами с эффектом стабилизации электронной концентрации инкрементными импульсами элект-

к способам

в разряде по полю E_c будем характеризовать $(E^2)_{max}/(\sigma E_c^2)_{max}$. В случае $q=0$ и $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ в этом то, что при факторе K_i , $b=B/y \sim 10$, инкрементала. Найдем

$$\left(\frac{2}{b_c}\right)^{1/2} e^{-\frac{b_a}{\sqrt{\alpha^2+1}}};$$

$$v_c = 10^{10} \frac{E_a}{N}$$

плотности поля. Для коэф-

$$1) \cdot 10^{-1} / (b_c + 2), \quad (13)$$

вклада в постоянном поле в чисто синусоидальном поле при уменьшении δ на 17% (см. ниже таб-

Макс. δ , см ⁻¹	Процент мощности от переменного поля	Коэффициент стабилизации ξ
76	-	1
83	33	1,09
88	100	1,16
8	4	2,4
2	-	4,2

ной неустойчивости максимуму $E_a/E_c = \delta = 2$, а соотношение 3. На самом деле, когда пульсации n_e имеют частоты, для которых при увеличении δ эффект существенно ослабевает при инкрементации инкрементов для одинаковых энергий также одинаковыми. Электронная температура T_e не зависит от δ . Если проделать все это в истинной зависимости

Для несамостоятельного разряда, поддерживаемого прямоугольными импульсами поля E_1 длительностью τ_1 , периодом между импульсами $\tau_2 \gg \tau_1$ и при постоянном (дающем основной энерговклад) поле между импульсами $E_2 \ll E_1$, найдем

$$\bar{K}_i \approx K_i \frac{\tau_1}{\tau_2}; \quad \hat{K}_i = \frac{K_1 K_1 \tau_1 / \tau_2 + K_2 K_2}{K_1 \tau_1 / \tau_2 + K_2} \approx \bar{K}_i;$$

$$\xi \approx \frac{b_c + 2}{b_1 + 2},$$

где $K_{1,2} = K_i(E_{1,2})$, b_1 соответствует полю E_1 . В пределе δ -образных импульсов $b_1 \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow 1 + b_c/2 \approx 6$. При $\xi < 3$ приближенно

$$\xi \approx \left\{ 1 + \frac{\ln[(\tau_1/\tau_2)(E_2/E_c)^2 b_c / (b_c + 2)]}{b_c + 2} \right\}^{-1}. \quad (14)$$

В предельном случае очень коротких, но сильных импульсов, когда зависимость K_i от N становится очень слабой, стабильность поддерживаемого импульсами разряда по отношению к перегретой неустойчивости приближается к стабильности несамостоятельного разряда с внешним ионизатором.

В таблице приведены результаты вычисления предельных параметров для различных вариантов разряда в смеси $CO_2 : N_2 : He = 1 : 7 : 12$ при $p = 40$ тор. Расчет сделан с $\beta_{эф} = 4 \cdot 10^{-6}$ см³/сек, $v_F = 600$ 1/сек. Для сравнения рассчитан разряд с внешним источником, обеспечивающим такую же плотность электронов, как в примере с импульсами. Рассчитанный предельный энерговклад в разряде постоянного тока $0,76$ эВ/см³ вдвое меньше наблюдаемого [11]. Такое совпадение следует считать удовлетворительным, так как принятый критерий потери устойчивости $\Omega = 0$ еще не отвечает реальной контракции разряда.

Отметим, что опыт свидетельствует о большей эффективности переменных полей (ВЧ импульсов), чем это вытекает из теории. Надо полагать, что один только рассмотренный в статье механизм не в состоянии объяснить наблюдаемой стабилизации разряда ВЧ-полем. По-видимому, оказывают влияние и другие процессы, например не объемного характера. Тем не менее рассмотренный механизм даже сам по себе значительно повышает стабильность разряда, поддерживаемого короткими импульсами.

Институт проблем механики
АН СССР

Поступила в редакцию
15 июня 1977г.

Литература

1. G. Ecker, W. Kroll, O. Zoller. Phys. Fluids, 7, No. 12, 2004, 1964.
2. Е. П. Велихов, И. В. Новобранцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин. ДАН СССР, 205, № 6, 1328, 1972.
3. С. О. Brown, J. W. Davis. Appl. Phys. Lett., 24, No. 10, 480, 1972.
4. А. Е. Hill. Appl. Phys. Lett., 22, No. 12, 670, 1973.
5. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, В. Д. Косынкин, Ю. П. Райзер, Д. И. Ройтенбург. Письма в ЖТФ, 1, 431, 1975.
6. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, В. Д. Косынкин, Ю. П. Райзер, Д. И. Ройтенбург. Физика плазмы, 3, 626, 1977.
7. Т. В. Рахимова, А. Т. Рахимов, ТВТ, 14, 1313, 1976.
8. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Modern. Phys., 41, No. 1, 26, 1969.
9. W. L. Nighan, W. J. Wiegand. Phys. Rev., A10, 922, 1974.
10. Е. П. Велихов, С. А. Голубев, А. С. Ковалев, И. Г. Персианцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, Т. В. Рахимова. Физика плазмы, 1, 847, 1975.
11. А. С. Eckbreth, P. R. Blaszkuk. AIAA paper No. 72 723, 1972.
12. А. П. Напартович, В. Г. Наумов, В. М. Шашков. Физика плазмы, 1, 821, 1975.
13. С. М. Меерков, Г. И. Шапиро. Автоматика и телемеханика, № 6, 12, 1976.