

УДК 537 521.7

ОБ ЭКСТРЕМАЛЬНОМ ХАРАКТЕРЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОБОЯ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.-Р. Г. Кишов, А. З. Эфендиев

Исследуется зависимость времени формирования пробоя τ_{ϕ} от напряженности магнитного поля H . Полученная экстремальная зависимость $\tau_{\phi} = f(H)$ при пробое гелия в недонапряженной области и монотонный рост τ_{ϕ} с ростом H при пробое азота интерпретируются на основе модели перекрывающихся лавин. Оптические исследования пространственно-временной картины развития пробоя в грубом приближении соответствуют данным электрического метода.

Нами в работе [1] были получены некоторые закономерности функциональной зависимости времени формирования пробоя τ_{ϕ} от напряженности магнитного поля H ($\tau_{\phi} = f(H)$), иллюстрируемой на рис. 1 при пробое гелия в недонапряженной области ($W < 0$), т. е. с ростом H от 0 до некоторого $H_{кр} \sim 50 \div 60$ кЭ τ_{ϕ} уменьшается \sim на 15—20%, а дальнейший рост H вызывает монотонный рост τ_{ϕ} . Здесь делается попытка обосновать возможность такого хода изменения $\tau_{\phi} = f(H)$ как с помощью дополнительных, так и обобщением проведенных экспериментов.

Мощный подсвет катода близлежащей искрой, осуществляемый в данных экспериментах, обеспечивает наличие на катоде большого количества фотоэлектронов к моменту прихода импульса напряжения на исследуемый промежуток. Тогда, вероятнее всего, развитие пробоя начинается с многолавиного раскачивания в соответствии с таунсендовским механизмом (рис. 2а), поскольку исследования проводились в однородном электрическом поле. Большие времена формирования пробоя, особенно заметные при недонапряжениях (рис. 1 [1]), указывают на тот факт, что замыкание разрядного промежутка происходит после многократных лавинных генераций и что при недонапряжениях $\sim 20\%$ τ_{ϕ} становится сравнимым со скоростями

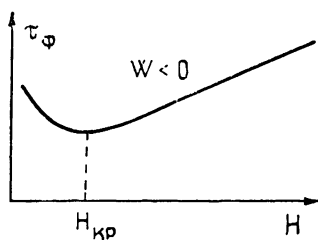


Рис. 1. Зависимость $\tau_{\phi} = f(H)$ при пробое гелия в недонапряженной области ($W < 0$).

пересечения межэлектродного пространства ионами. По модельным представлениям, развитым в литературе, одна или несколько развивающихся лавин обеспечивают на катоде определенное количество фотоэлектронов к началу второй генерации и т. д. до тех пор, пока искажение поля ионами не достигнет той величины, когда в возросшем поле пространственного заряда одна из вторичных лавин не достигнет критического усиления (рис. 2б).

Рассмотрение лавин как отдельных индивидуумов не позволяет объяснить ход зависимостей $\tau_{\phi} = f(H)$ (рис. 1), и, видимо, причину экстремального хода $\tau_{\phi} = f(H)$ надо искать во взаимодействиях лавин. Ра-

диальное расширение головки лавины определяется тепловой энергией электронов, и функция $y(x)$ (ось x направлена вдоль поля, ось y — перпендикулярно электрическому полю), описывающая профиль лавины, имеет вид $y = \sqrt{8\alpha U_T / 3E_0} x$, где α — коэффициент ударной ионизации, U_T — тепловая энергия электронов, E_0 — приложенное электрическое поле. Анализ функции $y(x)$ показывает, что в рассмотренных нами условиях разряда расплывание электронного облака вдоль оси y в гелии больше, чем в остальных газах, и здесь может иметь место взаимное перекрытие электронных лавин (рис. 2в). При наличии магнитного поля радиус головки из-за уменьшения коэффициента радиальной диффузии D уменьшается согласно следующему соотношению [2]: $r_H^2 = r_0^2(3 + K^2) / 3(1 + K^2)^2$, где r_H и r_0 — радиусы головок лавин при наличии и отсутствии магнитного поля соответственно, $K = \omega\tau$ (ω — ларморовская частота, τ — среднее время свободного пробега частицы), и приближительная оценка зависимости $r_0/r_H = f(H)$ приведена на рис. 3. Таким образом, в гелии диаметр головки лавины и его деформации при наличии магнитного поля больше, чем в азоте, что и обуславливает, видимо, значительное различие в ходе зависимостей $\tau_{\Phi} = f(H)$ пробоя этих газов.

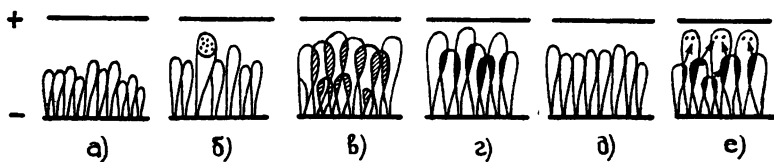


Рис. 2 Модель многолавинового развития пробоя и динамики областей перекрытия.

По теоретическим схемам развития пробоя главная роль отводится искажению поля межэлектродного пространства пространственным зарядом. В этом отношении области перекрытий лавин могут играть доминирующую роль. С ростом H будут деформироваться области перекрытия лавин: с одной стороны, за счет уменьшения радиуса самой головки лавины, с другой стороны, за счет пространственного перераспределения заряда. По экспериментальным результатам при значениях $H = H_{кр} = 50 \div 60$ кЭ (рис. 1) наблюдается минимальное значение τ_{Φ} . Это можно объяснить возникновением локальных сгустков пространственного заряда повышенной плотности в областях перекрытий (рис. 2г). С дальнейшим ростом H уменьшаются, возможно, исчезают области перекрытия, и лавины развиваются как самостоятельные (рис. 2д), что способствует росту однородности разрядных процессов и соответственно τ_{Φ} . Такой метод подхода к зависимости $\tau_{\Phi} = f(H)$ остается, вероятно, в силе и при неоднократном перекрытии лавинами друг друга. В пользу этого говорит и тот факт, что с ростом недонапряжения наличие минимума τ_{Φ} является более выраженным, это вызвано, видимо, тем, что в этом случае замыкание разрядного промежутка происходит после большого количества генераций, а значит возрастает роль и время функционирования областей взаимного перекрытия электронных лавин.

Исследования в азоте (рис. 4) показали, что здесь зависимость $\tau_{\Phi} = f(H)$ в недонапряженной области носит возрастающий характер, а в перенапряженной — убывающий и отсутствует область минимума τ_{Φ} , характерная для гелия. Можно объяснить это тем, что из-за меньшего расплывания электронного облака и большей пробивной прочности в азоте не вступают в роль области перекрытий лавин или вступают менее значительно, чем в гелии, где возможно даже неоднократное перекрытие лавинами друг друга.

Из экспериментальных результатов видно, что наложение $H = H_{кр}$ в гелии равносильно увеличению напряженности внешнего электрического поля $\sim 10\%$ при недонапряжении $\sim 20\%$, и эта величина уменьшается с уменьшением недонапряжения. Элементарная оценка протяженностей перекрытий в грубом приближении показывает, что они варьируются в довольно широких пределах и могут составлять вместе с головками лавин достаточно сильные микрополя (рис. 2е), способствующие дополнительной ионизации газа. В определенных случаях пробоя этот механизм роста проводимости может дополнить имеющийся механизм, хотя пока трудно однозначно решить вопрос о конкретной форме его применения. Но в тех случаях, когда зависимость $\tau_{\phi} = f(H)$ носит экстремальный характер, видимо, объяснение можно искать в деформациях областей перекрытия, поскольку магнитное поле в данных условиях разряда вряд ли изменит направление протекания физического процесса пробоя, носящего кумулятивный характер.

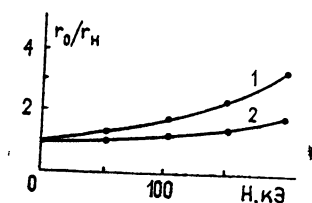


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость $r_0/r_n = f(H)$ в гелии (кривая 1), в азоте (кривая 2).

Рис. 4. Зависимость $\tau_{\phi} = f(H)$ при пробое азота: $P = 300$ мм рт. ст.; $d = 0,27$ см; 1 — недонапряжение $W = -20\%$, 2 — $W = -10\%$, 3 — $W = -5\%$, 4 — $W = 0$, 5 — перенапряжение $W = 10\%$.

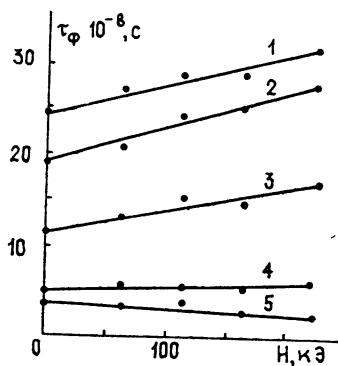


Рис. 4.

Ранее нами были проведены исследования с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) и осциллографа [4]. Та же методика исследований для данных условий позволяет сделать следующие выводы. На эопограммах пробоя гелия имеются диффузные каналы, которые берут начало в катодной половине разрядного промежутка и распространяются к аноду на некоторые расстояния, после чего этот канал, скорее всего узкая область диффузного свечения, прекращает свое существование. Приблизительно через 30—50 нс возникает второй канал, который берет начало в области, которая ближе к катоду и т. д.; процесс продолжается до тех пор, пока каналы не соединятся с анодным свечением. Отметим, что периодически возникающие диффузные области имеют свое продвижение к аноду с ослабевающим свечением. При пробое гелия первое видимое свечение появлялось где-то на расстоянии $1/3 d$ у катода (d — расстояние между электродами), тогда как при пробое азота первое видимое свечение в виде вспышек появлялось непосредственно у поверхности катода. Надо при этом отметить, что число волн свечения, возникающих при пробое гелия, меньше, чем в процессе пробоя азота. Это, видимо, связано скорее всего с тем, что за счет сильного расплывания электронного облака в гелии развивающиеся лавины «размазаны» в межэлектродном пространстве, тогда как в азоте они носят более четкий и локальный характер. Синхронизированные во времени осциллограммы и эопограммы показывают, что до резкого провала напряжения появляются вспышки у катода при пробое азота раньше, чем диффузное свечение при пробое гелия. Причем

в гелии возникают последовательные каналы в течение резкого спада напряжения, а в азоте каналы, следующие за вспышками у катода, возникают как в течение, так и до резкого провала.

Исследования с помощью ЭОПа и осциллографа, однако, не доказывают однозначно справедливость описанного выше дополнительного механизма роста ионизации в недонапряженных газовых промежутках, но есть несколько возможных вариантов привязки.

1) Влияние микрополей, образованных зарядами головок лавин (—) и областями перекрытий (+), будет сказываться на процессах разряда позже, чем влияние полей самих головок, что, видимо, и обуславливает возникновение равномерного диффузного свечения, заполняющего почти все межэлектродное пространство, и соответствующих каналов при пробое гелия позже, чем яркие вспышки непосредственно у катода при пробое азота.

2) То, что периодически возникающие каналы имеют свое продолжение к аноду с довольно слабым свечением и при этом они не доходят до анода при пробое азота, согласуется с общепринятой моделью многолавиного развития пробоя, когда в процессе генерации лавин у поверхности анода накапливается положительный пространственный заряд («кажущееся приближение анода к катоду») и уменьшается область, представленная развивающимися лавинами, тогда как при пробое гелия относительно равномерное диффузное свечение (в виде диффузных каналов) заполняет все межэлектродное пространство до контурирования канала разряда, видимо, также характеризует наличие определенной роли областей перекрытий в процессах ионизации.

Оптические исследования в магнитном поле, однако, пока не позволяют подтвердить наличие в газоразрядном промежутке явлений, описанных выше, из-за ограниченных разрешающих способностей аппаратуры. Наблюдаются лишь еле заметные сдвиги областей свечения и усиление их яркости в достаточно сильных магнитных полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кишов М.-Р. Г.— Физика плазмы, 1980, 6, с. 1361.
2. Mitani K., Kubo N.— J. Phys. Soc. Japan, 1960, 15, p. 678.
3. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах.— М: ИЛ, 1960.
4. Эфендиев А. З. Диссертация. Баку, 1967.

Дагестанский государственный
университет

Поступила в редакцию
21 сентября 1981 г.

ON THE EXTREME CHARACTER OF THE DEPENDENCE ON TIME OF THE BREAKDOWN FORMATION ON THE MAGNETIC FIELD STRENGTH

M.-R. G. Kishov, A. Z. Ehfendiev

A dependence is studied of the time of the breakdown formation τ_f on the strength of the magnetic field H . The extreme dependence $\tau_f = f(H)$ has been obtained at the helium breakdown in the unstrengthened region. The monotone increase of τ_f with the increase of H at the nitrogen breakdown is explained on the basis of the model of overlapping avalanches. Optical investigations of space-time character of the breakdown development in the rough approximation are correspond to the data of the electric method.
