

УДК 537.521.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБОЯ ГАЗОВ В ПРОДОЛЬНОМ И ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

М.-Р. Г. Кишов, Н. А. Аюпджанов

Приводятся результаты экспериментального исследования влияния продольного и поперечного магнитных полей на длительность времени формирования пробоя. Полученные результаты объясняются на основе модели перекрывающихся электронных лавин.

При многолавином развитии пробоя затруднено пространственно-временное разделение отдельных лавин и полученный экспериментальный результат зачастую характеризует вторичный процесс: фотоизлучение в оптических исследованиях, токи смещения при исследовании предпробойных характеристик и т. д., что вызывает искажение реальной физической картины. В результате модельное представление становится существенным моментом, позволяющим построить динамическую картину развития пробоя на основе экспериментальных данных. Так, в [1] была показана возможность объяснения полученных результатов по влиянию продольного магнитного поля H_{\parallel} на время формирования пробоя $\tau_{\text{ф}}$ на основе модели перекрывающихся электронных лавин в процессе их развития от катода к аноду. В [2, 3] за основу процесса возникновения контракции разряда берется пространственная неоднородность лавин, а однородное развитие лавин является необходимым критерием существования объемного разряда.

Если области перекрытий лавин являются основополагающими факторами в формировании того или иного вида разряда, то сопоставление результатов в продольном H_{\parallel} и поперечном H_{\perp} магнитных полях позволит судить о справедливости данного предположения, поскольку в H_{\parallel} и H_{\perp} подавляются соответственно поперечные и продольные компоненты разряда, вызывая усиление и ослабление «эффекта» областей перекрытий.

Исследовались плотные газы, поэтому был выбран режим сильных магнитных полей, чтобы с запасом перекрывалось условие воздействия магнитного поля на газовый разряд, заключающееся в том, чтобы радиус ларморовой орбиты r был меньше длины свободного пробега λ .

Условия экспериментов и результаты. Нами были исследованы зависимости $\tau_{\text{ф}} = f(H_{\perp})$ и $\tau_{\text{ф}} = f(H_{\parallel})$ в однородных электрических полях с помощью электродов формы Роговского площадью 1 см^2 в гелии, азоте, воздухе и аргоне, когда напряжение пробоя меньше напряжения статического пробоя, т. е. в областях недонапряжений, $W < 0$, и, когда $W > 0$, в областях перенапряжений. Отметим, что в каждом газе исследования не проводились с одинаковой плотностью экспериментальных результатов, поскольку это довольно трудоемкая задача, а выбирались области, где наиболее четко прослеживались закономерности изменения $\tau_{\text{ф}} = f(H)$. Так, в H_{\parallel} были исследованы зависимости $\tau_{\text{ф}} = f(H_{\parallel})$ в гелии при $P = 300 \div 3000 \text{ Тор}$ и межэлектродном расстоянии $d = 0,1 \div 0,4 \text{ см}$ в областях W , меняющихся от недона-

пряжений $\sim 20\%$ до перенапряжений $\sim 60\%$, когда H возростала до 200 кЭ ; в аргоне при $P=380 \div 1520 \text{ Тор}$, $d=0,1 \div 0,4 \text{ см}$ и H до 140 кЭ в областях $W=-(5 \div 20)\%$; в азоте при $P=300 \div 1140 \text{ Тор}$, $d=0,1 \div 0,3 \text{ см}$ и H до 140 кЭ в областях $W=-(5 \div 20)\%$. В H_{\perp} были исследованы зависимости $\tau_{\Phi} = f(H_{\perp})$: в воздухе при $P=100 \div 760 \text{ Тор}$, $d=0,1 \div 0,3 \text{ см}$, $W=(5 \div 20)\%$; в азоте при $P=100 \div 760 \text{ Тор}$, $d=0,1 \div 0,3 \text{ см}$, $W=-(5 \div 20)\%$; в аргоне при $P=100 \div 760 \text{ Тор}$, $d=0,1 \div 0,3 \text{ см}$, $W=-(5 \div 20)\%$. Разница выбранных режимов разряда обусловлена также конструктивными особенностями соленоидов при получении H_{\parallel} и H_{\perp} .

Импульсные магнитные поля получали известным методом разряда батареи конденсаторов на соленоид типа Гельмгольца, что регистрировалось на экране осциллографа С1-24 с помощью индуктивного датчика и интегрирующей цепочки. Неоднородность магнитного поля вдоль радиуса электрода зависит от конструктивных особенностей соленоида и не превышала 5% . Источником иницирования пробоя служила искра, обеспечивающая фототок с катода $\sim 10^{-7} \text{ А}$, мощность которого подбиралась таким образом, чтобы τ_{Φ} изменялись только в пределах ошибки эксперимента, составляющей в данном случае примерно 12% .

Импульс напряжения на основном промежутке формировался путем разряда емкости $0,1 \text{ мкФ}$ через обостритель на нагрузочное сопротивление 500 кОм . Длительность фронта составляла величину меньше $0,1 \text{ мкс}$, а напряжение импульса спадало до уровня $0,9$ от амплитудного значения в течение 150 мкс . Для одновременного включения различных узлов установок и измерительных приборов С1-16, С1-24, С1-26 пользовались синхронизатором, собранным на тиратронах типа ТГЗ-0,1/0,3. На рис. 1 и 2 представлены наиболее характерные зависимости $\tau_{\Phi} = f(H_{\perp})$ и $\tau_{\Phi} = f(H_{\parallel})$.

Обсуждение результатов. Как известно, магнитное поле оказывает заметное влияние на газовый разряд, когда r становится сравнимым с λ , что можно записать в виде $m\mathbf{v}/eH \sim \lambda$, \mathbf{v} — средняя скорость движения заряженной частицы, m — масса, e — заряд. В общем случае скорость движения является векторной величиной, состоящей из суммы скорости теплового движения и дрейфовой скорости в электрическом поле E , т. е. $\mathbf{v} = \mathbf{v}_t + \mathbf{v}_D$ или

$$\mathbf{v} = [\mathbf{v}_t^2 + 2\mathbf{v}_t \mathbf{v}_D \cos(\mathbf{v}_t \mathbf{v}_D) + \mathbf{v}_D^2]^{1/2}. \quad (1)$$

Известно, что $\mathbf{v}_D = aeE\lambda/m\mathbf{v}_t$, где a — коэффициент пропорциональности, который в случае максвелловского распределения частиц по скоростям равен $\sim 0,56$. Поскольку магнитное поле не влияет на форму распределения частиц по скоростям [4] (т. е. и при наличии магнитного поля распределение частиц по скоростям остается максвелловским) и зная, что для правой ветви кривой Пашена в первом приближении можно полагать напряженность поля пробоя прямо пропорциональным давлению, т. е. $E \sim kP$ (k — коэффициент пропорциональности), а также учитывая, что $\lambda = 1/AP$, где A — некоторая постоянная, можно (1) записать в виде

$$\mathbf{v} = \left[\mathbf{v}_t^2 + 2a \frac{ek}{Am} \cos(\mathbf{v}_t \mathbf{v}_D) + \left(a \frac{ek}{m\mathbf{v}_t A} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Запишем условие, когда магнитное поле оказывает заметное влияние на разряд в виде $m\mathbf{v}/eH \leq 1/AP$. Отсюда

$$H_{\text{кр}} = (m/e) A\mathbf{v}P. \quad (3)$$

Средняя скорость движения частицы, как видно из (2), не зависит от давления, следовательно, величина $H_{\text{кр}}$, начиная с которой она

влияет на газовый разряд, прямо пропорциональна давлению P . Этот вывод согласуется с результатами рис. 1 в предположении, что $H_{кр}$ и экстремум функции $\tau_{\phi} = f(H_{\perp})$ непосредственно связаны между собой. Можно полагать, что эти величины действительно связаны между собой, поскольку экстремум функции $\tau_{\phi} = f(H)$ по выразительности и месторасположению на участке кривой зависит от P и d . Кроме того, проведенная аналогия не меняет сути обсуждаемого вопроса, но позволяет выявить наиболее общую природу воздействия магнитного поля на разряд. Отметим также, что на рис. 1 и 2 магнитное поле оказывает влияние на τ_{ϕ} практически во всем диапазоне его изменения, поскольку уже первые точки соответствуют величинам $H \sim 30$ кЭ, когда выполняется условие $r \sim \lambda$.

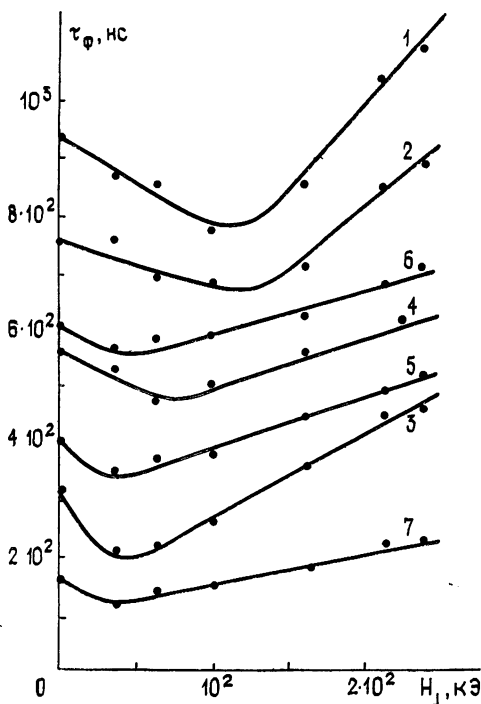


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимости $\tau_{\phi} = f(H_{\perp})$; 1, 2, 3 — воздух: $d = 0,1$ см; 1 — $P = 760$ Тор, $W = -25\%$; 2 — $P = 760$ Тор, $W = -20\%$; 3 — $P = 100$ Тор, $W = -15\%$; 4, 5 — азот: $d = 0,2$ см, $W = -25\%$; 4 — $P = 380$ Тор; 5 — $P = 100$ Тор; 6 — аргон: $P = 760$ Тор, $d = 0,3$ см, $W = -20\%$; 7 — аргон: $P = 100$ Тор, $d = 0,2$ см, $W = -10\%$.

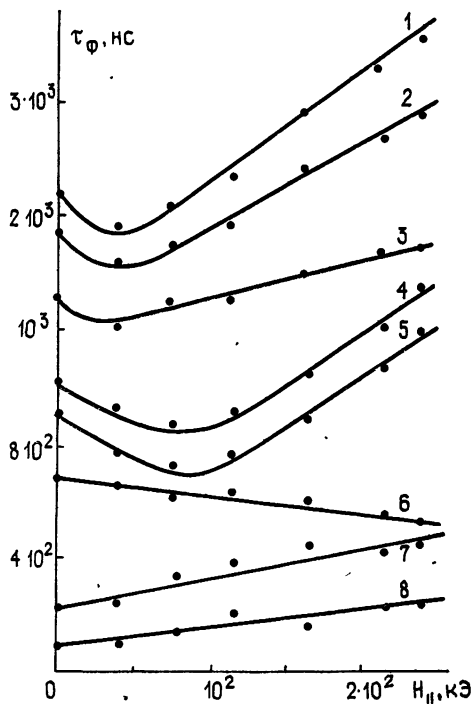


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость $\tau_{\phi} = f(H_{\parallel})$; 1—5 — гелий: 1—3 — $P = 2280$ Тор, $d = 0,37$ см; 1 — $W = 0,31\%$; 2 — $W = 7,2\%$; 3 — $W = 27,3\%$; 4 — $d = 0,3$ см, $W = -5\%$, $P = 400$ Тор; 5 — $P = 1000$ Тор, $d = 0,3$ см, $W = -15\%$; 6 — аргон: $P = 760$ Тор, $d = 0,3$ см, $W = -20\%$; 7, 8 — азот: $P = 760$ Тор, $d = 0,1$ см, 7 — $W = -12\%$, 8 — $W = -8\%$.

Рассмотрим, как влияет изменение длины разрядного промежутка на выполнение условия (3). Как показал Ритц [5], зависимость напряжения пробоя U от d описывается следующим приближенным равенством: $U = Cd + B\sqrt{d}$, или $E = C + B\sqrt{d}$, где C и B — некоторые постоянные величины. Следовательно, $H_{кр}$ будет уменьшаться с возрастанием длины разрядного промежутка, но менее эффективно, чем P . Это, в общем, характерно и для результатов, полученных в настоящей работе.

Как видно из экспериментальных данных, для зависимостей $\tau_{\phi} = f(H_{\perp})$ и $\tau_{\phi} = f(H_{\parallel})$ характерен экстремум по H_{\perp} и H_{\parallel} , кото-

рый смещается в сторону меньших давлений для H_{\perp} и менее заметно в сторону больших давлений для H_{\parallel} . Интересным здесь является то, что ход зависимости $\tau_{\phi} = f(H_{\parallel})$ является аналогичным ходу $\tau_{\phi} = f(H_{\perp})$ в различных газах. Эти результаты, по-видимому, можно объяснить на основе модели перекрывающихся электронных лавин следующим образом.

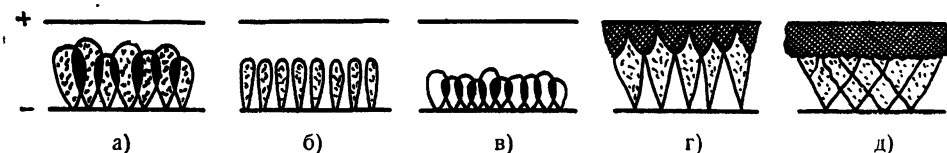


Рис. 3. Модель развития пробоя.

Поскольку, как уже отмечалось, мощность подсвета подбиралась таким образом, чтобы τ_{ϕ} становился стабильным для данных условий, то можно считать, что к моменту прихода импульса напряжения на основной промежуток у катода накапливается как минимум 10^4 электронов, согласно [6], а способных начать развитие электронных лавин меньше, как считается в литературе. Оценивая радиус диффузионного расплывания электронного облака по формуле $r_d = \sqrt{6Dt}$ [7] (D — коэффициент диффузии, t — время развития лавины), получаем исходя из экспериментальных результатов, что для воздуха и азота при давлениях порядка атмосферного $r_d \sim 10^{-2}$, а для гелия $r_d \sim 10^{-1}$ см. Таким образом, в грубом приближении можно сказать, что к моменту лавинно-стримерного перехода картина в гелии (рис. 3а) существенно отлична от картины в азоте и воздухе (рис. 3 б) и во втором случае лавины развиваются как самостоятельные образования, заполняя зону разряда более или менее однородными процессами ионизации. При наложении магнитного поля наблюдается эффект кажущегося роста давления [8]:

$$\Delta P = (P_H - P_0)/P_0 \sim \omega^2 \tau^2, \quad (4)$$

где ω — ларморова частота, τ — среднее время свободного пробега частицы. Оценим величину ΔP для различных случаев. Для воздуха при $d = 0,1$ см, $P = 760 \cdot \text{Тор}$, $W = -10\%$, $E/P = 50 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$ и $H = 100 \text{ кЭ}$ $\Delta P = 10\%$. При $H = 200 \text{ кЭ}$ и тех же условиях $\Delta P \sim 40\%$. Для азота получаем приблизительно такие же значения ΔP . Для аргона при $d = 0,2$ см, $P = 760 \text{ Тор}$, $W = -10\%$, $E/P = 13 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$ имеем, что для $H = 100 \text{ кЭ}$ $\Delta P = 20\%$, а при $H = 200 \text{ кЭ}$ $\Delta P = 65\%$. Для гелия в приблизительно аналогичных условиях разряда получаем несколько большие значения ΔP . Таким образом, наложение магнитного поля приводит к эквивалентному росту давления и, как следствие, к росту вероятности столкновения частиц, что должно отразиться на скорости роста α и, соответственно, на длительности τ_{ϕ} . Поскольку энергия, набираемая электроном на длине свободного пробега, в данных условиях гораздо меньше энергии, необходимой для ионизации нейтральных частиц, то нам представляется, что здесь наиболее существенным моментом, влияющим на длительность τ_{ϕ} , является возникновение и исчезновение областей перекрытий, определяющих степень искажения межэлектродного пространства. Если первоначально развивающиеся лавины в азоте и воздухе представляют собой отдельные образования, то с ростом H_{\perp} будет уменьшаться коэффициент диффузии D_{\parallel} вдоль E , но поскольку во время лавинно-стримерного перехода необходимо, чтобы в головке лавины накопились электроны с концентрацией $\sim 10^{12} \text{ см}^3$ (по литературным данным), то уменьшение D_{\parallel} будет компенсироваться ростом r_d вдоль радиуса. Тогда с ростом H будут возникать области перекрытий (рис. 3в), что приводит к

уменьшению τ_{ϕ} . С дальнейшим ростом H_{\perp} области перекрытий возрастают настолько, что из-за перемешивания электронных лавин возрастает однородность пространственного заряда и соответственно длительность τ_{ϕ} в результате подавления процессов зарождения стримера. Оценки изменения r_{\perp} в магнитном поле по [9] показывают возможности деформации электронной лавины на величины порядка r_{\perp} . С другой стороны, после первой генерации лавин и наличии областей перекрытий на аноде будут накапливаться островки положительного заряда, являющиеся следами областей перекрытий (рис. 3г). При последующей генерации, когда головки лавин подойдут к этому заряду, искажение межэлектродного пространства будет возрастать из-за нарастания этих островков в зону разряда. В H_{\perp} надо, видимо, рассматривать одновременное действие двух факторов: 1) возникновение областей перекрытий из-за уменьшения D_{\parallel} (рис. 3в); 2) перемешивание островков на аноде (рис. 3д). Второй процесс является более длительным, и он будет играть роль при больших значениях τ_{ϕ} и H . Возможно, этим объясняется то, что при $W = -20\%$ τ_{ϕ} приобретают значения $\sim 10^{-6}$ с и наблюдается значительный рост τ_{ϕ} с ростом H , начиная с некоторого $H_{кр}$. В H_{\parallel} также наблюдаются аналогичные изменения, но они обусловлены, скорее всего, не перемешиванием, а локализацией ионизационных процессов. Отметим, что экстремум в зависимости $\tau_{\phi} = f(H_{\parallel})$ наблюдался только в гелии. В аргоне и азоте, например (рис. 2, кривые б—д), наблюдается лишь монотонный рост или спад τ_{ϕ} с ростом H . Поскольку r_{\perp} в гелии значительно больше, чем в азоте, и менее значительно, чем в аргоне, то в этих газах влияющие области перекрытий в H_{\parallel} сказывается менее значительно, чем в H_{\perp} , где возрастает r_{\perp} за счет уменьшения D_{\parallel} . Здесь невозможно учесть все детали развития лавин и областей перекрытий, но описанная схема, на наш взгляд, при достаточном экспериментальном обосновании отмечает роль взаимодействия электронных лавин в процессе разряда и показывает доминирующее влияние предпробойных характеристик на длительность τ_{ϕ} .

В заключение еще раз отметим, что непосредственное фотографирование предпробойной картины разряда связано со значительными ограничениями и погрешностями, обусловленными пространственной размазанностью картины при многолавином развитии пробоя, что позволяет считать моделирование разряда на основе макроскопических параметров одним из наиболее оптимальных вариантов выяснения качественной картины.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кишов М.-Р. Г., Эфендиев А. З. Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 11, с 1256.
- 2 Palmer A. J. — Appl Phys. Lett, 1974, 25, p. 138
- 3 Levatter J., Lin S. — J. Appl. Phys., 1980, 51, № 1, p. 210.
- 4 Huxley L. C. H. — Aust. Electr., 1932, 26, p. 219.
- 5 Pilgr H. — Arch. Electrotechn., 1957, 10, p. 240
- 6 Fletcher R. C. — Phys. Rev., 1949, 76, p. 1501.
- 7 Лозанский Э. Д. — УФН, 1975, 117, с 648
- 8 Townsend W. — Phys. Mag., 1913, 6, p. 750.
9. Mitani K, Kubo N. — J. Phys Japan., 1960, 15, p. 678.

Дагестанский государственный университет

Поступила в редакцию
25 января 1983 г.

THE RESEARCH OF GAS BREAKDOWN IN LONGITUDINAL AND TRANSVERSE MAGNETIC FIELDS

M.-R. G. Kishov, N. A. Akopdzhanov

Experimental results are carried out on the influence of longitudinal and transverse magnetic fields on the formation time lag of breakdown. Experimental results received are explained on the basis of the model of the blended electron avalanche.