

17  
182



Лу Линьлун

002-004

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В  
КОМБИНИРОВАННОМ ПОЛЕ И ПОД  
ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

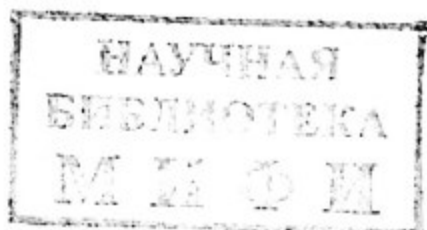
Москва 2004

Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)

Лу Линьлун

Исследование газового разряда в комбинированном поле и  
под действием ионизирующего излучения

Препринт 002-2004



Москва 2004

УДК 537,523

ББК 22, 333

Л 82

Лу Линьлун. Исследование газового разряда в комбинированном поле и под действием ионизирующего излучения.

Препринт 002-2004. М.: МИФИ. 24 с.

Представлены результаты теоретического расчета и экспериментального исследования критериев зажигания газового разряда в комбинированном электростатическом и высокочастотном поле и под действием пучка быстрых электронов ускорителя. Показано увеличение порога зажигания СВЧ поля при наличии слабого статического электрического поля, которое способствует уходу свободных электронов из разрядной камеры. Также показано, что порог зажигания СВЧ разряда уменьшается при облучении камеры из диэлектрика быстрыми электронами, которые создают на стенке разрядной камеры достаточно высокий статический потенциал, способствующий ионизации.

Рекомендовано к изданию редсоветом МИФИ

© Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), 2004.

В течение более ста лет внимание физиков привлекало множество интересных явлений, происходящих в газе при наложении электрического поля. Газовый разряд в высокочастотном (ВЧ) поле и сверхвысокочастотном (СВЧ) поле в настоящее время широко применяется в различных областях техники и до сих пор не теряет большой интерес к его исследованию. ВЧ и СВЧ разряд – это одно из наиболее интересных с физической точки зрения и практики важных направлений в современной физике газового разряда и газовой электроники [1]. В настоящее время газовый разряд нашел широкое использование для накачки газового лазера, плазменной технологии, травления, обработки полупроводниковых материалов, выращивания интегральных схем, окисления поверхностей кремния и алюминия, осаждения тонких пленок и. т.д.

Газовый разряд классифицируется по частоте приложенного электрического поля, давлению, форме свечения и другим факторам. По признаку частоты можно условно разделить:

- 1) постоянные, низкочастотные и не слишком кратковременные импульсные электрические поля;
- 2) высокочастотные поля;
- 3) сверхвысокочастотные и оптические. Под высокочастотным полем обычно понимают в разрядной практике диапазон частот  $f = \omega / 2\pi \sim 1 \div 100$  МГц, а под сверхвысокочастотным  $f \sim 10^8 \div 10^{11}$  Гц [4].

В ряде сверхвысокочастотных приборов – триодах, клистронах, магнетронах, лампах бегущей волны и других используются потоки электронов,двигающихся в высоком вакууме. Роль ионизации остаточных газов при нормальной работе этих приборов невелика, что дает возможность рассматривать их как чисто электронные приборы. Однако существует другая, менее обширная группа газоразрядных приборов СВЧ, основанных на прохождении сверхвысокочастотного тока через электронно-ионную плазму. Плазма, используемая в этих приборах, создается с помощью разряда в газе на постоянном токе или за счет самостоятельного сверхвысокочастотного разряда. Прохождение тока через электронно-ионную плазму в диапазоне СВЧ имеет ряд

специфических особенностей, и многие вопросы, связанные с плазмой, остаются не выясненными [2].

В ускорителях как электронов, так и ионов независимо от наличия пучка ускоряемых частиц всегда существует плазма ВЧ разряда низкого давления, обусловленная процессами ионизации остаточного газа [3]. Роль первоначального переносчика энергии от ВЧ поля к участникам плазмообразования (электронам и ионам) могут выполнять свободные электроны, всегда имеющиеся в межэлектродном пространстве. Влияние этой плазмы может быть не только сравнимо, но и превосходить нагрузку током пучка. Последнее обстоятельство характерно как для электронов, так и для ионных ускорителей. Специфика проявляется в предварительной ионизации остаточного газа электронным пучком и в наличии магнитного поля, способствующего горению разряда в тех структурах, где оно необходимо для фокусировки ускоренных частиц. Наличие в ускоряющем резонаторе или волноводе плазмы, образующейся в результате ионизации остаточного газа, может изменять электродинамические свойства ускоряющей структуры и поглощать большую долю ВЧ мощности. В экспериментах по ускорению пучка протонов был зафиксирован эффект отражения ВЧ мощности от одиночного полиаксиального резонатора, настроенного на частоту около 148,5 МГц. В этих экспериментах не удалось без принятия специальных мер осуществить ускорение протонного пучка, в то же время в случае резонатора с электронным пучком было довольно быстро зафиксировано ускорение электронов с приростом энергии около 30 кэВ при мощности, поступающей в резонатор, около 10 кВт. Это свидетельствовало об отсутствии взаимодействия протонного пучка с ВЧ полем резонатора. С целью выяснения этого явления был исследован эффект отражения ВЧ мощности от резонатора.

В данной работе исследовалась электродинамика процесса ВЧ газового разряда при наличии ионизирующего внешнего фактора (статического электрического поля).

Как известно, разнообразие сложных физических процессов электрического пробоя газов позволяет определить его как пороговый переход газовой среды в плазменное состояние под

действием электромагнитного поля. Из-за большой разницы масс ионы обычно можно считать неподвижными по сравнению со свободными электронами, и доминирующую роль в развитии газового разряда играют только электроны. Поэтому описание свойств газового разряда можно создавать на основе кинетического уравнения теории свободных электронов. Методы теории и решения кинетического уравнения Больцмана, применяемые к плазме электрического пробоя газа, оказываются полезными при последовательном анализе явления газового разряда.

В переменном электрическом поле свободные электроны совершают колебательное движение, амплитуда которого уменьшается с ростом частоты поля. В диапазоне ВЧ или СВЧ частот амплитуда колебаний электронов намного меньше размеров разрядного объема. При этом основная масса электронного облака при осцилляциях не достигает стенок объема, разряд может развиваться без участия электрода. Процесс развития пробоя главным образом зависит от баланса возникновения и потери свободных электронов. При достаточно высоком напряжении в газе под действием электрического поля возникает ионизированное состояние, т.е. пробой. Обычно пробой возникает вследствие нагрева электронов в электрическом поле. При этом быстрые электроны, принадлежащие «хвосту» функции распределения, становятся способными ионизовать вещество, следовательно, генерировать новые свободные электроны. Медленные же электроны исчезают вследствие диффузии, рекомбинации или других факторов в объеме или на стенках разрядной камеры. При достижении достаточно высокого значения электрического поля генерация новых электронов за счет ионизации превосходит их исчезновение в результате рекомбинации или других факторов, их количество начинает экспоненциально возрастать, т.е. возникает пробой газа.

Существуют три основные возможности вырывания электронов из атомов и молекул, находящихся в основном состоянии: ударами электронов, ударами тяжелых частиц и световыми квантами (путем фотоэффекта). Ионизация электронными ударами является главным источником появления электронов и положительных ионов

в газовом разряде. Ионизация ударами атомов и ионов обладает заметной вероятностью только при энергиях частиц, исчисляемых несколькими килоэлектрон-вольтами, и в разряде происходит редко. Поэтому ионизацией газа ударами атомов ионов пренебрегают.

Уравнение изменения плотности электронов в газе при отсутствии внешнего источника ионизации имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n + \nabla^2 D n. \quad (1)$$

Пробой возникает при выполнении условий:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0; \quad \nu_i n + \nabla^2 D n = 0, \quad (2)$$

где  $n$  - плотность электронов;  $D$  - коэффициент диффузии, который характеризует уход электронов;  $\nu_i$  - частота ионизации, т.е.  $n \nu_i$  есть скорость образования электронов каким-либо механизмом, например, за счёт ионизации газа электронным ударом в электрическом поле.

Решение уравнения (2) имеет вид:

$$n = n_0 e^{(\nu_i - \nu)t}, \quad (3)$$

где  $\nu = D/\Lambda^2$ ,  $\Lambda$  - характерная диффузионная длина, определяющаяся геометрией разрядного объёма. В простейшем случае, когда в пробое газа доминирующую роль играют ионизация атома или молекул электронным ударом и диффузия электронов к стенкам резонатора, критерий пробоя газа имеет вид [4]:

$$\frac{\nu_i}{D} = \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (4)$$

Характерная диффузионная длина  $\Lambda$  зависит от геометрии разрядной камеры. Например, для цилиндрического резонатора с радиусом  $R$  и высотой  $L$  диффузионная длина определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2. \quad (5)$$

В вышеприведенном расчете не учтены внешние факторы ионизации, и поле в объёме остается равномерным. Если в объёме

действует внешний фактор ионизации, то уравнение (1) превращается в следующее:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n + \nabla^2 D n + Q, \quad (6)$$

где  $Q$  - число электронов, созданное внешним излучением. Обычно

$Q$  рассматривается как малая величина. Если  $Q$  не является малой величиной и меняется по объёму, то полное решение уравнения (20) может дать очень быстрое увеличение  $n$ . В этом случае другие процессы, например, амбиполярная диффузия, могут способствовать переходу к состоянию пробоя. Отсюда можно ожидать, что условия для пробоя зависят от величины внешнего излучения [9]. Кроме того, эти внешние факторы, возможно, влияют на распространение электромагнитного поля в объёме разряда.

Сейчас рассматривается случай в комбинированном поле, т.е. при совокупном воздействии СВЧ поля и постоянного статического электрического поля. Для простоты пока считаем постоянное статическое электрическое поле  $E_0$  достаточно слабым, что не дает вклад в ионизацию газа, и направление  $E_0$  является продольным, т.е. совпадает с направлением переменного поля. Кроме того, считаем диффузию электронов изотропной. В этом случае уравнение баланса для электронов имеет вид [8]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n + D \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \left( r \frac{\partial n}{\partial r} \right) + D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \nu_d \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (7)$$

где  $\nu_d = eE_0 / \nu_c m$  - дрейфовая скорость электронов в постоянном

электрическом поле напряжённостью  $E_0$ ;  $e$  и  $m$  - заряд и масса

электрона соответственно;  $\nu_c$  - частота столкновения электронов с нейтральными атомами или молекулами.

Граничные условия уравнения (7) определяются тем, что на краю объёма плотность электронов равна нулю. В стационарном случае плотность электронов описывается следующим уравнением [8]:

$$n(r, z) = AJ_0 \left( \frac{2.405}{R} r \right) \exp\left(\frac{v_d}{2D} z\right) \cos\left(\frac{\pi}{L} z\right). \quad (8)$$

Критерием пробоя газа в СВЧ и слабом постоянном поле является следующее условие:

$$\frac{v_i}{D} = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{v_d}{2D}\right)^2 = \frac{1}{\Lambda^2} + \left(\frac{v_d}{2D}\right)^2. \quad (9)$$

Для удобства последующих вычислений представим в виде:

$$\frac{v_i}{D} = \frac{1}{\Lambda^2} X, \quad (10)$$

где  $X = \left[1 + \left(\frac{v_d}{2D}\right)^2\right] \cdot \Lambda^2$  - некоторый параметр, который связан со скоростью дрейфа электронов  $v_d$  в статическом поле, и

коэффициентом диффузии  $D$ . Из критерия (10) видно, что в комбинированном поле (переменное поле плюс слабое статическое поле) напряженность зажигания газового разряда выше, чем в случае, когда существует только СВЧ поле, что может объясняться преобладанием диффузии над ионизацией.

Для расчета баланса электронов в газовом разряде удобно использовать кинетическую теорию, в которой поведение электронного газа в электрическом поле, как обычно, описывается функцией распределения  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ , зависящей от скорости  $\mathbf{v}$  и координат  $\mathbf{r}$  электронов. Функция распределения определяет среднее число электронов  $dn = f d\mathbf{r} d\mathbf{v}$  в элементе объема фазового пространства  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{v}$  и подчиняется кинетическому уравнению Больцмана [10]. Поскольку тепловая (хаотическая) скорость электронов обычно много больше его средней направленной скорости, то функция распределения электронов зависит в основном лишь от модуля скорости  $v$ , а не от его направления. Поэтому удобно разделить  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  на две части, т.е. основную симметрическую часть  $f_0(t, \mathbf{r}, v)$ , зависящую только от

скорости  $v$  (изотропную), и асимметрическую часть  $f_1(t, r, v)$ , определяющую направленное движение электронов и имеющую вид  $|f_0(t, r, v)| \gg |f_1(t, r, v)|$ . Число неупругих столкновений электрона в секунду  $\nu_i$ , приводящее к ионизации, можно вычислить, используя формулы кинетической теории [5].

$$n\nu_i = \int_0^\infty h_i v_c f_0 4\pi v^2 dv = 4\pi \frac{e}{m_e} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \int_{u_i}^\infty h_i v_c u^{1/2} f_0 du, \quad (11)$$

при этом выражение для коэффициента диффузии имеет вид:

$$nD = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{5/2} \int_0^\infty \frac{f_0 u^{3/2}}{v_c} du, \quad (12)$$

где  $h_i$  - эффективность ионизации, т.е.  $h_i v_c$  есть число столкновений, приводящих к ионизации;  $u = m v^2 / 2e$ . Функцию  $f_0$  можно найти с помощью дифференциального уравнения [5]:

$$\frac{2e}{3m_e} \frac{E^2}{u^{1/2}} \frac{d}{du} \left( \frac{u^{3/2} v_m}{v_m^2 + \omega^2} \frac{df_0}{du} \right) + \frac{2m_e}{Mu^{1/2}} \frac{d}{du} (u^{3/2} v_m f_0) = f_0 \left( h v_c + \frac{2e}{3m_e} \frac{u}{v_m \Lambda^2} \right), \quad (13)$$

где  $v_m$  - транспортная частота столкновений;  $\omega$  - частота электрического поля;  $E$  - напряженность ВЧ электрического поля;  $M$  - масса атома газа;  $h$  - сумма эффективностей для различных неупругих процессов, характеризующих долю столкновений, приводящих к возбуждению, ионизации или другим неупругим процессам. Уравнение (13) может дать явное решение только в нескольких случаях, например, для газов гелия и водорода, когда  $v_m$  и  $v_c$  не зависят от энергии электронов.

Если к гелию добавляется ртуть в очень небольшом количестве, т.е. практически весь газ представляет собой гелий, сечение

столкновений почти не зависит от энергии, т.е. ртуть не влияет на упругие столкновения, но приводит к изменениям природы процессов возбуждения и ионизации. Самый нижний уровень возбуждения в гелии, расположенный при 19,8 В, является метастабильным, тогда как энергия ионизации равна 24,5 В. Метастабильные состояния существуют в течение времени порядка нескольких миллисекунд. За такой интервал времени при обычных давлениях происходят тысячи столкновений. Если на тысячу атомов гелия приходится один атом ртути, то за время жизни метастабильного состояния возбужденный атом гелия, вероятно, испытывает столкновения с несколькими атомами ртути. Существует очень большая вероятность того, что при столкновении возбужденного атома гелия с атомом ртути часть внутренней энергии атома гелия будет передана атому ртути и вызовет его ионизацию. Поэтому каждое неупругое соударение, при котором электрон возбуждает атом гелия, очень быстро приводит к ионизации и соответствующему увеличению плотности электронов. Между этими двумя величинами существует небольшая разница, обусловленная тем, что наиболее вероятная энергия возбуждения несколько выше энергии возбуждения. Это обстоятельство, приводящее к увеличению эффективной энергии ионизации, необходимо учитывать при вычислениях. Таким образом, при электрическом разряде в смеси гелия с ртутью электроны практически не теряют энергию на возбуждение, а число электронов с энергией, превышающей эффективный потенциал ионизации, очень мало. Благодаря отсутствию потери энергии на возбуждение можно использовать для вычисления функции распределения уравнение (13), положив в нем член  $h$  равным нулю. Результаты расчета для смеси гелия с ртутью показаны на рис. 1.

В водороде и гелии для энергий электронов, превышающих нижний потенциал возбуждения, нужно учитывать потери энергии. При этом можно предложить, что эффективность возбуждения линейно зависит от энергии, т.е.  $h_x = h_{1x}(u - u_x)$ , где  $u_x$  - значение, соответствующее потенциалу возбуждения, для водорода

$u_x = 9,5$  В, а для гелия  $u_x = 19,8$  В;  $h_{1x}$  - константа, определяемая из экспериментальных данных и равная  $9,0 \cdot 10^{-3}$  для водорода и  $7,2 \cdot 10^{-3}$  для гелия. Для газов гелия и водорода частоты столкновения электронов с атомами можно условно считать константами при определенном давлении газа, т.е. частота столкновения не зависит от энергии электронов [7]. Для водорода

$$\nu_c \approx 5,9 \cdot 10^9 p, \text{ а для гелия } \nu_c \approx 2,4 \cdot 10^9 p, \text{ где } p - \text{давление газа,}$$

Торр. Рассчитанные данные для водорода и гелия в СВЧ поле с частотой 2,8 ГГц показаны на рис.2 и рис.3 .

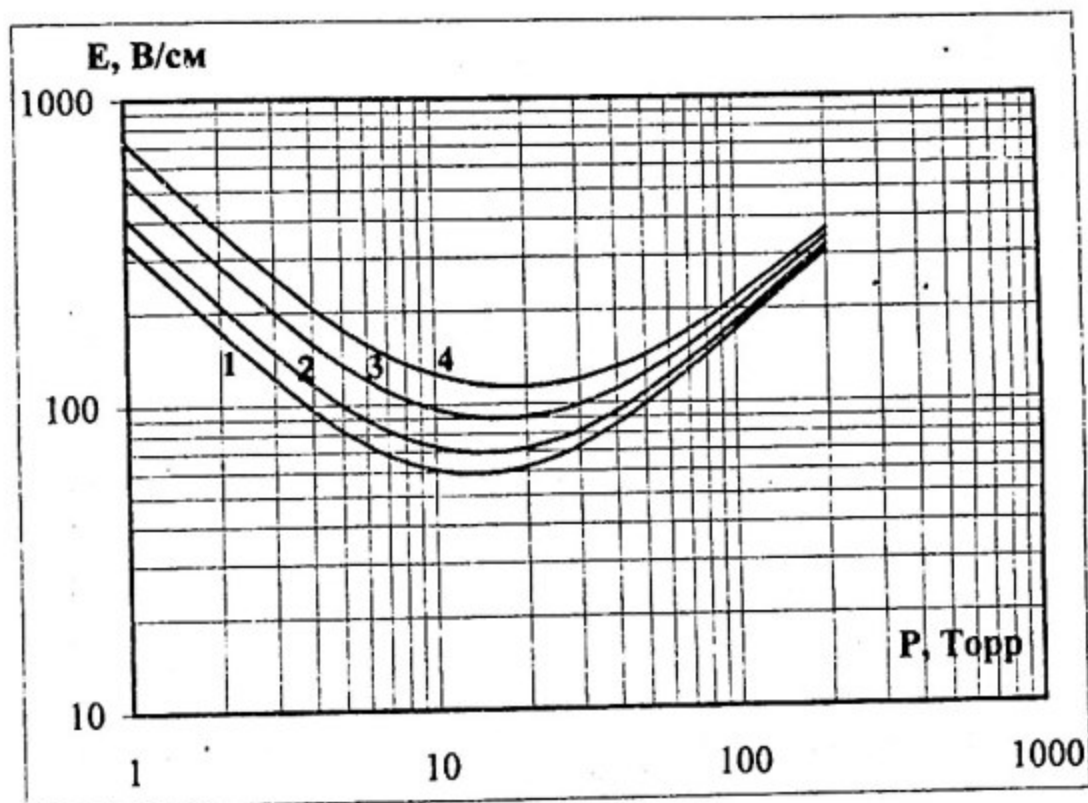


Рис.1. Пробойные электрические поля для смеси гелия с ртутью

при условии  $f = 2,8$  ГГц,  $\Lambda = 0,31$  см (кривые 1, 2, 3, 4

соответствуют  $X = 1, 2, 5, 10$ )

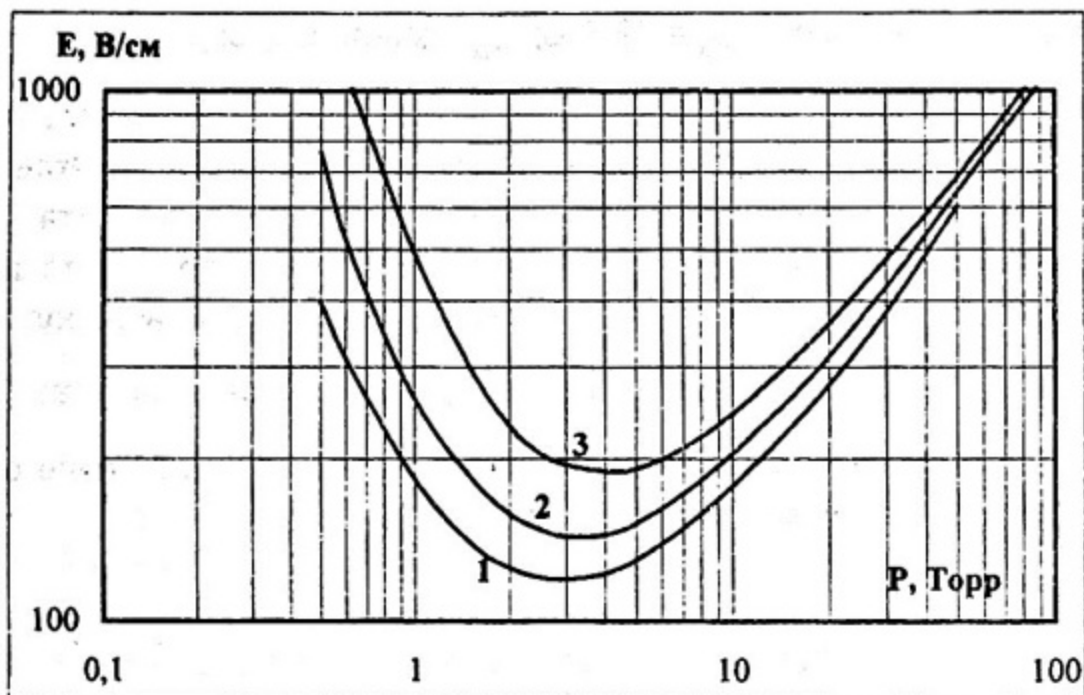


Рис.2. Пробойные электрические поля для водорода при  $f = 2,8$  ГГц,  $\Lambda = 0,31$  см (кривые 1, 2, 3 соответствуют  $X=1, 2, 5$ )

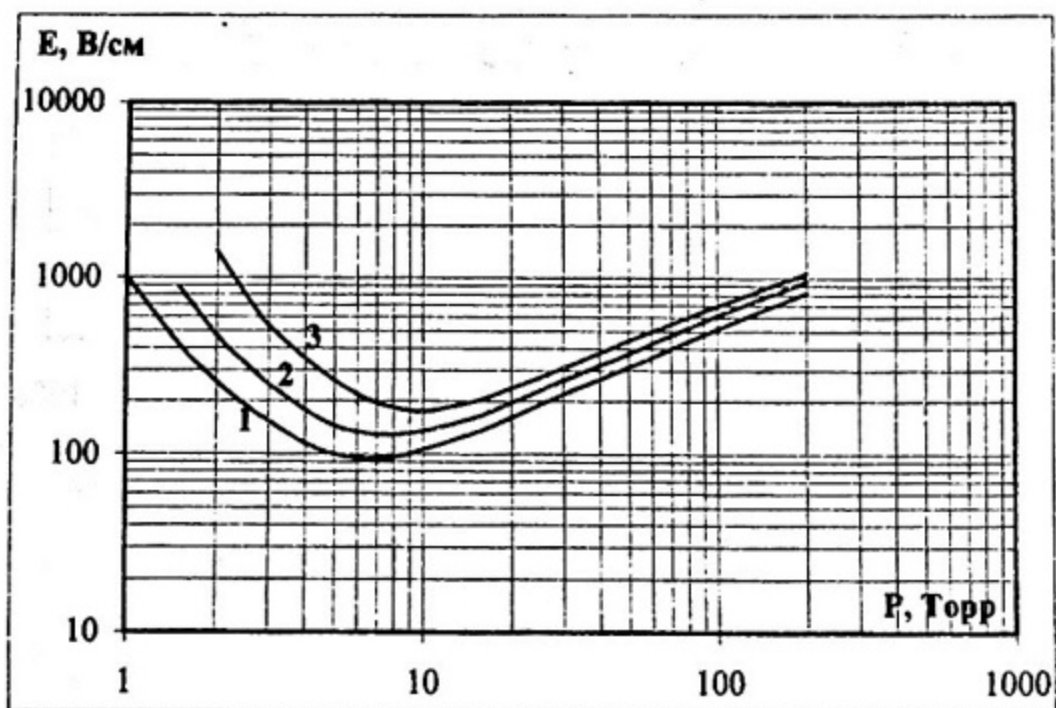


Рис.3. Пробойные электрические поля для гелия при  $f = 2,8$  ГГц,  $\Lambda = 0,31$  см (кривые 1, 2, 3 соответствуют  $X=1, 2, 5$ )

Для изучения характеристик процесса первоначально были проведены эксперименты по инициации разряда в парах ртути в постоянном электрическом поле. Объектом исследования являлась стеклянная отпаянная трубка с парами ртути (давлением около 1,5 Торр). Внутри трубки вблизи торцов расположены электроды на расстоянии 11 см друг от друга. В качестве источника электронов с энергией 3 МэВ и тормозного излучения использовался линейный ускоритель электронов РЭЛУС.

Были проведены эксперименты, получены зависимости напряжения зажигания разряда от плотности потока электронов. Электроны направлялись на трубку перпендикулярно её продольной оси. Облучению подвергалась либо вся трубка, либо только её центральная часть, с целью уменьшения влияния материала и формы электродов на процесс зажигания разряда. При этом торцы трубки экранировались свинцовыми поглотителями. Постоянное напряжение на электроды подавалось от регулируемого источника через балластный резистор. При плавном увеличении напряжения источника момент зажигания разряда определялся по скачкообразному уменьшению напряжения на электродах разрядной трубки, поскольку визуальное наблюдение светимости газа исключалось из-за нахождения ускорителя в блокированном помещении. Схема эксперимента приведена на рис.4.

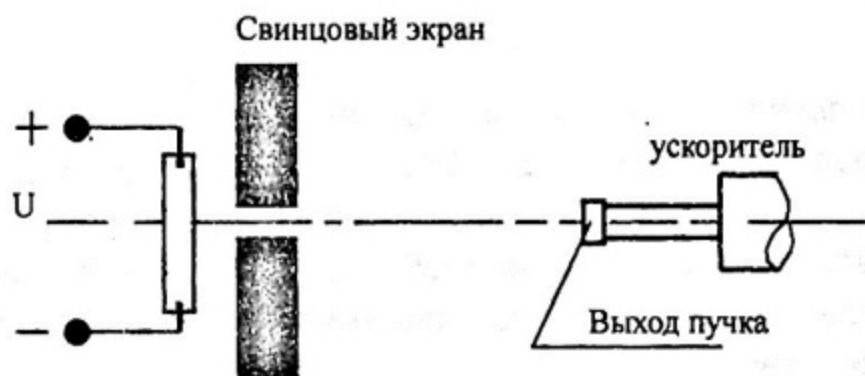


Рис.4. Схема эксперимента по зажиганию статического разряда под действием электронного пучка

Результаты этого эксперимента приведены на рис.5. Здесь  $U_0$  - напряжение пробоя при отсутствии ионизирующего излучения. Плотность потока электронов изменялась в пределах от  $3 \cdot 10^9$  до

$3 \cdot 10^{12}$  электронов в секунду на квадратный сантиметр. Кривые 1,2,3 соответствуют длине облучаемого участка разрядной трубки 2, 4, 11 см. На рис.5 видно, что при облучении пучком быстрых электронов напряженность зажигания газового разряда в трубке с парами ртути уменьшалась почти в 2 раза, и существует линейный участок, на котором напряженность зажигания почти не изменяется с увеличением плотности пучка электронов.

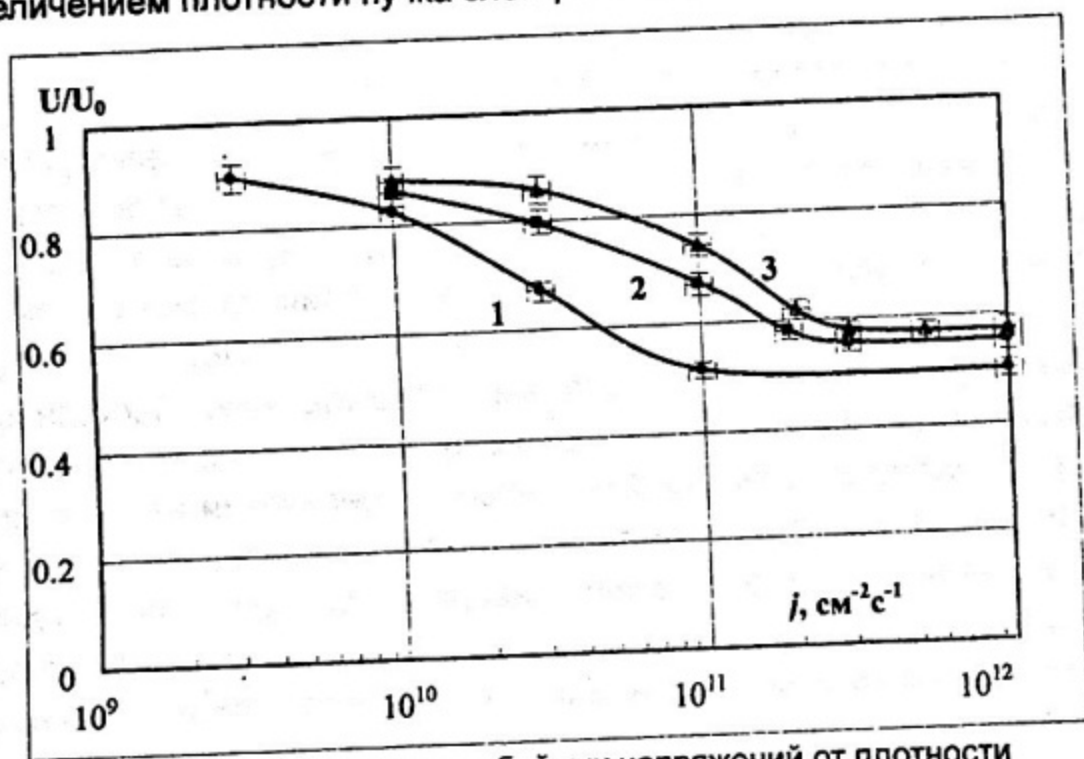


Рис.5. Зависимость пробойных напряжений от плотности потока электронов

Были проведены также эксперименты, связанные с зажиганием высокочастотного разряда. Цель данного эксперимента - определение необходимых характеристик резонатора и высокочастотного генератора и обнаружение эффекта инициации ВЧ разряда ионизирующим излучением. Схема экспериментальной установки приведена на рис.6.

Высокочастотная мощность от генератора через коаксиальный кабель и разъём 1 поступает на петлю 2, возбуждающую спиральный резонатор 3, помещённый в экран 4. Связь с резонатором близка к критической. В резонатор примерно на 2/3 длины погружена разрядная трубка 5, заполненная парами ртути.

При большем погружении трубки падает добротность резонатора и увеличивается мощность, необходимая для зажигания разряда. Трубка облучается с торца либо электронами из выходного окна ускорителя 8, либо тормозным излучением с мишени 7 через фильтр - поглотитель электронов 6. Контрольный сигнал с зонда 9 детектируется 10 и подаётся на измерительный прибор 11. Величина сигнала регулируется глубиной погружения зонда. Частота генератора измеряется цифровым частотомером.

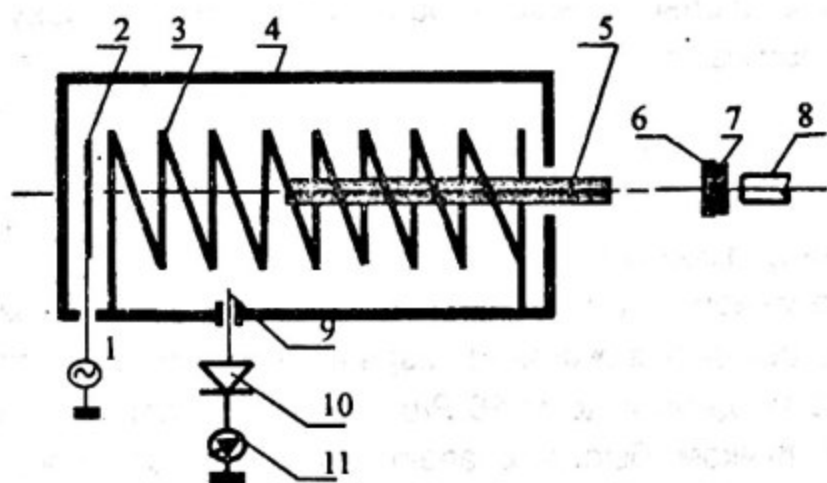


Рис.6. Схема экспериментальной установки для исследования ВЧ разряда под действием пучка быстрых электронов из ускорителя

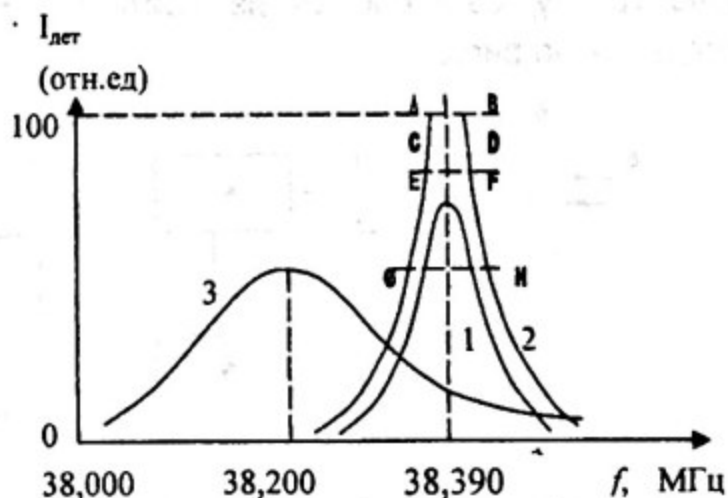


Рис.7. Кривые настройки резонатора при отсутствии и наличии ионизирующего излучения

На рис.7 по оси абсцисс - частота генератора, по оси ординат - ток детектора в относительных единицах. Кривая 1 соответствует

настройке резонатора при отсутствии ионизирующего излучения и при выходной мощности генератора, недостаточной для зажигания ВЧ разряда в рабочем объеме. Резонансная частота 38390 кГц, добротность резонатора  $470 \pm 20$ . Эти величины зависят от глубины погружения трубки в резонатор. При полностью выдвинутой трубке

$$f_{рез} = 38135 \text{ кГц.}$$

При максимальной мощности генератора при изменении частоты со стороны меньших и больших частот в сторону резонанса ток детектора изменяется в соответствии с левой и правой ветвями кривой 2. В точках А и В происходит зажигание ВЧ разряда в рабочем объеме, изменяются резонансная частота и добротность резонатора. При наличии разряда зависимость тока детектора от частоты генератора соответствует кривой 3.

При облучении трубки тормозным излучением с мощностью дозы 4 Р/с моменту зажигания разряда соответствуют точки С и D кривой 2, а мощности дозы 16 Р/с соответствуют точки Е и F. При облучении пучком быстрых электронов с плотностью потока около  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  зажигание разряда происходит в точках G и H.

Для снятия зависимости величины ВЧ мощности, необходимой для зажигания разряда, от плотности потока электронов, падающих на разрядную трубку, был собран измерительный стенд, схема которого приведена на рис.8.

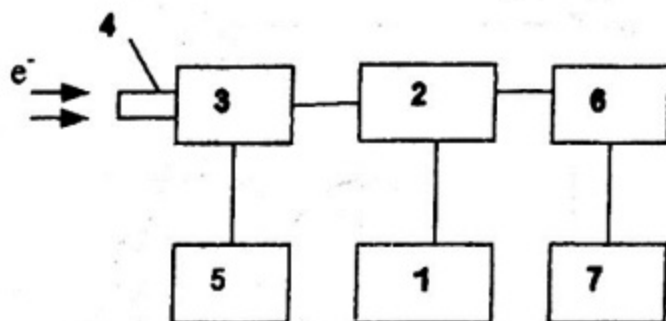


Рис.8. Схема измерительного стенда для снятия зависимости мощности зажигания разряда от плотности потока электронов

Сигнал с частотой, равной резонансной частоте резонатора, от генератора 1, через коаксиальный переключатель 2 поступает в резонатор 3 с разрядной трубкой 4. При плавном увеличении

выходной мощности генератора момент зажигания высокочастотного разряда определяется по скачкообразному уменьшению показаний индикатора поля в резонаторе 5. После этого высокочастотный сигнал коаксиальным переключателем 2 через аттенуатор 6 направляется в измеритель мощности 10.

Результаты эксперимента приведены на рис.9. Здесь  $P_0$  - мощность, необходимая для зажигания ВЧ разряда в трубке при отсутствии ионизирующего излучения. Кривая 1 на графике соответствует случаю, когда электроны направлялись на торец разрядной трубки параллельно её оси, кривая 2 - под углом около  $15^\circ$  к оси, так что через отверстие в экране резонатора облучалась боковая поверхность трубки. Видно, что мощность зажигания разряда уменьшается с увеличением плотности потока электронов. Этот эффект сильнее, когда плотность потока электронов больше  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

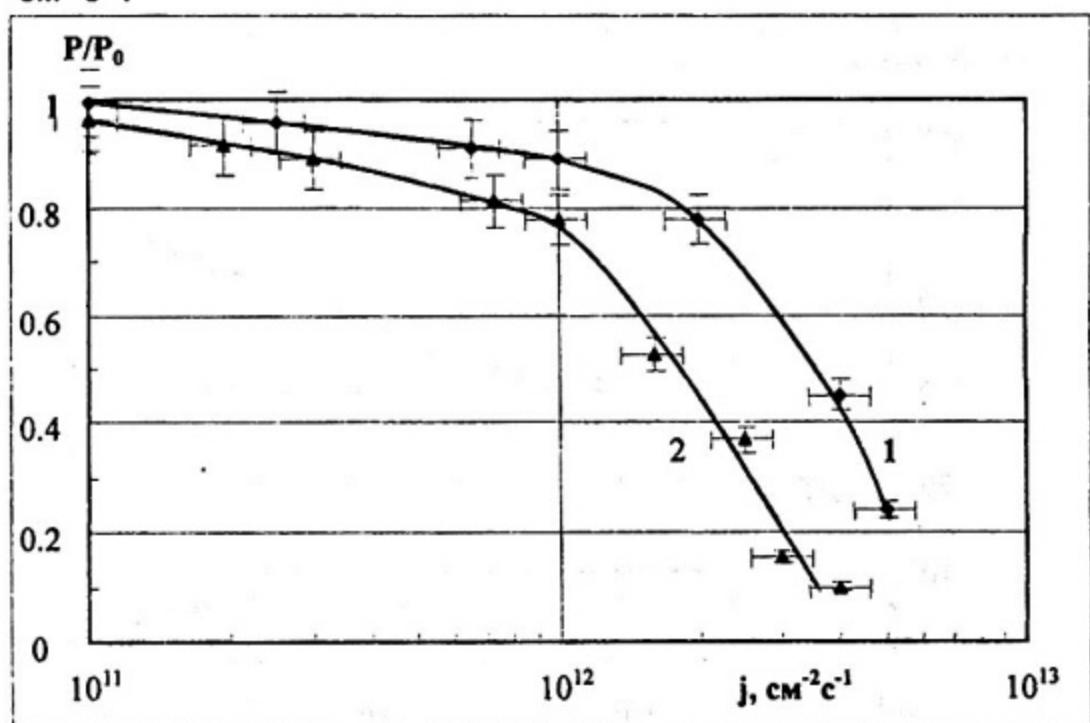


Рис.9. Зависимость мощности зажигания разряда от плотности потока электронов

В отдельном эксперименте, поставленном специально для выяснения основных механизмов, измерены напряжения, созданные на электродах пучком быстрых электронов с плотностью  $\sim 10^{12} \text{ (см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$ . Экспериментальная схема показана на рис.10.

Результат измерения показан на рис.11. Из этого рисунка видно, что при облучении пучком электронов на электродах создается потенциал, сравнимый по величине с потенциалом зажигания статическим полем.

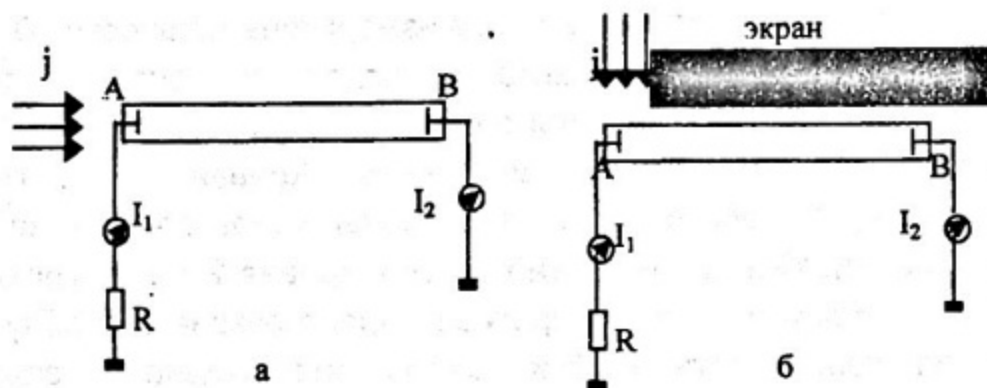


Рис.10. Схема измерения потенциала на электродах стеклянной трубки при облучении пучком быстрых электронов

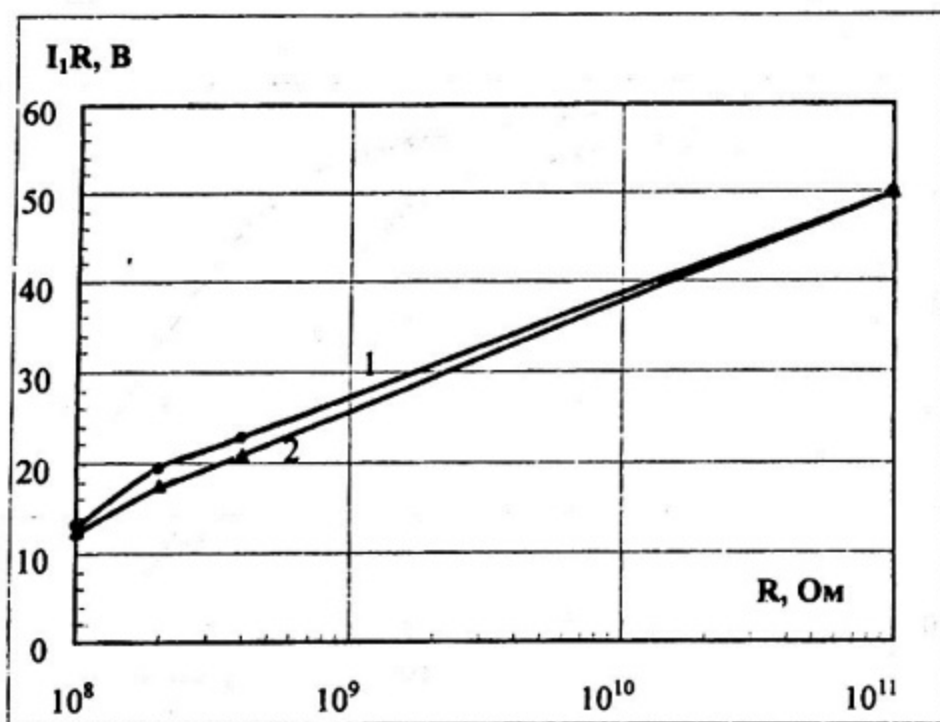


Рис.11. Зависимость потенциала  $I_1R$  на торцевом электроде

от  $R$  (кривые 1, 2 соответствуют а и б на рис.10)

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при облучении пучком электронов стенка разрядной камеры поглощает

часть электронов, которые создают на стенке достаточно высокий отрицательный потенциал, при котором электростатическое поле уже не является пренебрежимо малым по сравнению с ВЧ полем, и скорость направленного движения электронов может возрасти настолько, что ионизация преобладает над диффузией. Этим фактором определяется главная причина снижения порога зажигания газового разряда (рис.5. и рис.9).

Кроме того, исследовался газовый разряд в ВЧ диапазоне при наличии статического электрического поля, создаваемого внешним источником питания. Газовый разряд отдельно в статическом и переменном электромагнитных полях исследуется достаточно давно. Но экспериментальные данные по газовому разряду в комбинированном поле (ВЧ или СВЧ поле плюс постоянное электрическое поле) отсутствуют [9]. В данной работе приведены экспериментальные результаты измерения порога зажигания ВЧ разряда в парах ртути. На рис.12. представлена электрическая схема эксперимента. Разрядная камера погружена внутрь спирального резонатора на  $\sim 9$  см. В резонаторе возбуждается электромагнитное поле. На электроды подается постоянное напряжение в соответствии со схемами 1, 2, 3, 4.

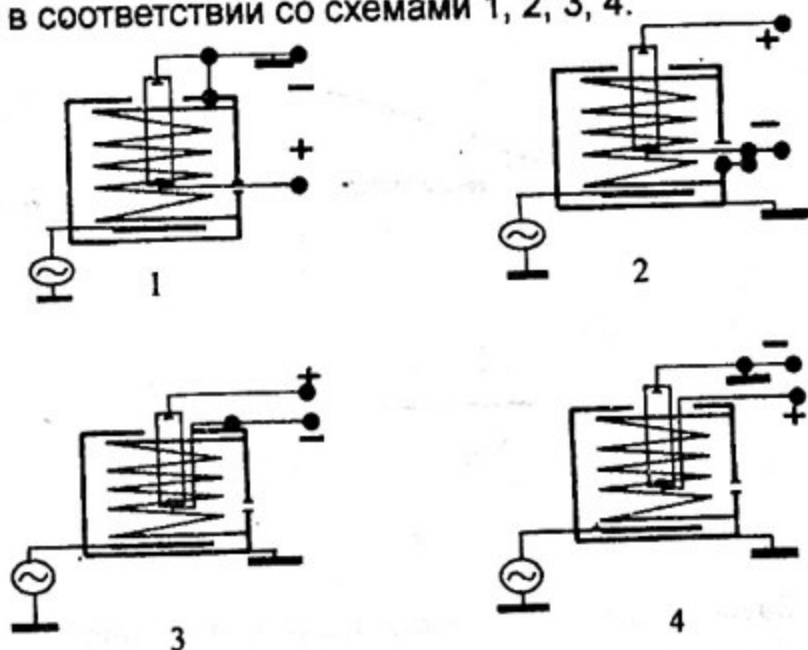
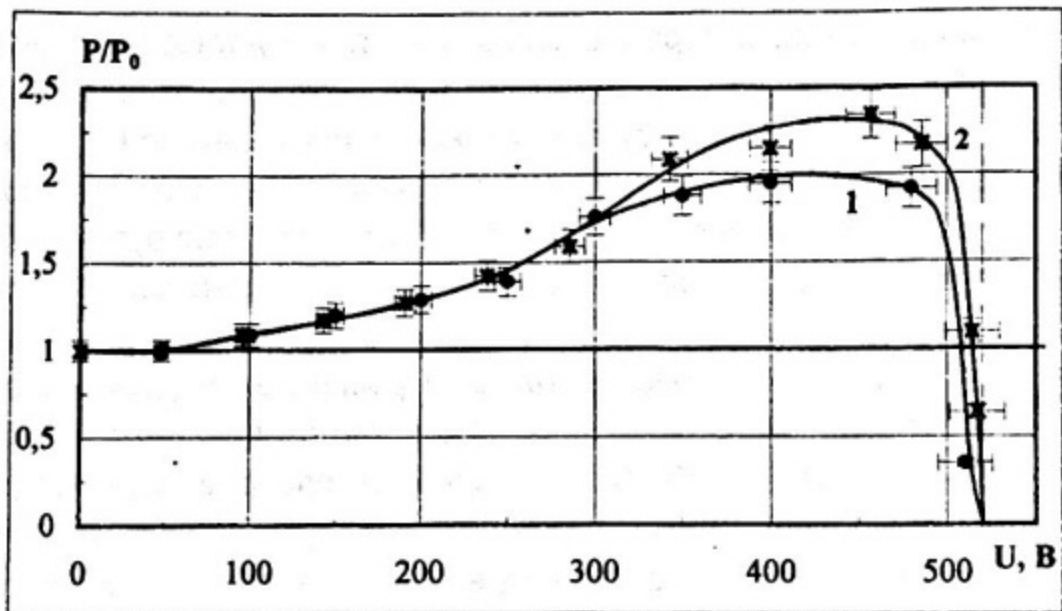
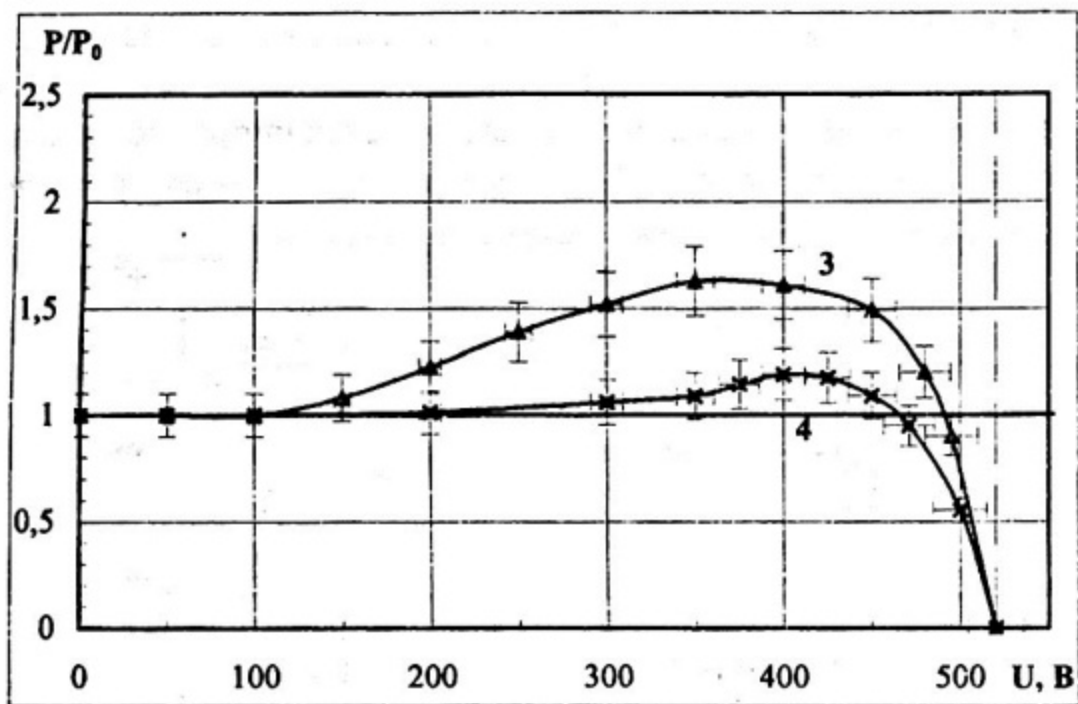


Рис.12. Электрическая схема экспериментов исследования ВЧ пробоя в паре ртути при наличии статического поля



а



б

Рис.13. Зависимость ВЧ мощности зажигания от напряжения (кривые 1,2,3,4 соответствуют схемы 1, 2, 3, 4 на рис.12)

На рис.13 показаны зависимости мощности зажигания ВЧ разряда в камере от напряжения на электродах камеры ( $P_0$  -

мощность зажигания при отсутствии постоянного напряжения). Пунктиром показано пробойное напряжение при отсутствии ВЧ мощности в резонаторе.

Анализируя полученные данные, можно сделать предварительный вывод о том, что, как и ожидалось в соответствии с теорией и результатами проделанных экспериментов, до некоторого предела наличие слабого электрического поля способствует диффузии электронов на электроды (в большей степени) или на стенку камеры (в меньшей степени, поскольку на ней скапливается заряд). Начиная с некоторого значения, достаточно близкого к напряжению зажигания в более слабом статическом поле, преобладающим механизмом является повышение коэффициента ионизации. Это согласуется с общеизвестными представлениями, поскольку энергия вторичных электронов растет с увеличением статического напряжения [5].

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю А.В. Нестеровичу, В.М. Лубкову и другим коллегам из РУЦ МИФИ за поддержку и помощь при выполнении работы.

#### Список литературы

1. Райзер Ю.П. Высокочастотный емкостный разряд. М.: Наука, 1995.
2. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа. 1972.
3. Богданович Б.Ю., Нестерович А.В. Пучки и плазма в высокочастотных полях ускорителей. М.: МИФИ. 2000.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
5. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах: Пер. с англ./ Под ред. В.С Рабиновича. М.: Мир, 1969.
6. Ramien H // Zs. Phys. 70, 353(1931).
7. Мик. Дж., Крэгс. Дж. Электрический пробой в газах. М.: Изд. - во иностр. лит. 1960.
8. Лисовский В.А. Критерий пробоя газа в СВЧ поле // ЖТФ. 1999, Т 69. Вып.11.
9. Френсис Г. Ионизационные явления в газах.: Пер. с англ./ Под ред.

А.И. Настюхи и Н.Н. Семашко. М.: Атомиздат. 1964.

10. Дьяков А. Ф., Бобров Ю. К и др. Физические основы электрического пробоя газов. М.: МЭИ. 1999.

Лу Линьлун

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В  
КОМБИНИРОВАННОМ ПОЛЕ И ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рукопись поступила в РИО 10. 03. 04

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 16.03.04. Формат 60×84×1/16.

Печ. Л. 1,5. Тираж 100 экз.

Изд. № 002-2004. Заказ № 301

Московский инженерно-физический институт

(государственный университет)

Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31