

Ю.Н. Вершинин*, А.М. Гашимов**, Э.Д. Гурбанов**

РОЛЬ ЭФФЕКТА УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПРОБОЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Институт электрофизики УрО РАН,
ул. Амундсена, 106, г. Екатеринбург,*

***Институт физики НАН Азербайджана
пр. Джавида, 33, Аз-1143, Баку*

В последние десятилетия уделяется огромное внимание развитию высоковольтной импульсной техники для реализации различных целей как исследовательского, так и прикладного характера. Во многих отраслях промышленности и техники наблюдается переход от микросекундных импульсов высокого напряжения к импульсам наносекундного диапазона [1].

Поэтому особый интерес представляют процессы, инициирующие импульсный пробой диэлектриков. Как в газообразных, так и в конденсированных диэлектриках основной механизм этого процесса связывается с эффектом убегающих электронов. Последний, как известно, связан с нарушением в сильных электрических полях функции распределения электронов по энергиям и появлением быстрых электронов, способных осуществить ударную ионизацию.

Во многих работах [2] показано, что Таунсендовский механизм ионизации справедлив даже для очень сильных полей, когда расстояние до катода велико и напряженность поля превышает критическое значение, при котором можно пренебречь ионизационным трением электронов о газ. В этом случае для определения средней энергии E^* надо учитывать изменение числа электронов при $E > E_{кр}$, как показано в формуле:

$$\frac{d(N_e E^*)}{dx} = eEN_e - F(E^*)N_e, \quad (1)$$

$$\frac{dN_e}{dx} = \alpha_i \cdot N_e, \quad (2)$$

$$\frac{dE^*}{dx} = eE - F(E^*) - \alpha_i E^*, \quad (3)$$

где α_i – коэффициент ударной ионизации, E^* – средняя энергия электронов.

Из формулы видно, что даже при полном пренебрежении торможением электронов о газ $F(E^*) = 0$ средняя энергия электронов ограничена:

$$E^* < E_{max}^* = \frac{eE}{\alpha} \quad (4)$$

и при очень больших межэлектродных промежутках имеет место Таунсендовский механизм ионизации, а убегающие электроны отсутствуют и долетающие до анода электроны имеют малые энергии ($E^* \ll eU$).

При малых межэлектродных расстояниях, когда $d < 1/\alpha_i$, картина размножения электронов радикально отличается от Таунсендовской, и в спектре электронов преобладают убегающие электроны с максимальной энергией $eU = eEd$, и нижняя точка на кривой Пашена $(pd)_{min}$ соответствует $\max \alpha_i$. Саму кривую Пашена при этом можно разделить на три зоны: верхняя левая ветвь кривой соответствует области убегания электронов, область между левой и правой ветвями – области размножения электронов, а зона ниже правой ветви – области дрейфа электронов, не успевших размножиться, как показано на рисунке.



Зависимость критического напряжения $U_{кр}$ от произведения расстояния между электродами на давление pd

Проведены эксперименты [3] в однородном и неоднородном электрических полях при повышенных давлениях в различных газах (азоте, воздухе, гелии, неоне, аргоне, криптоне) без источника предьионизации.

В неоднородном поле при атмосферных условиях в воздухе и наносекундных длительностях импульсов получены высокие удельные энергоклады – до 1 Дж/см^3 и электронный пучок с рекордной амплитудой тока в воздухе ($\sim 70 \text{ А}$) и в гелии ($\sim 200 \text{ А}$).

В этом случае сильноточный пучок при высоком давлении образовывается за счет убегающих электронов. В однородном поле на фронте импульса напряжения наблюдается объемный заряд в виде струй с плазменными сгустками на катоде. При уменьшении межэлектродного расстояния диффузный разряд переходит в контрагированный искровой. Величина и длительность разрядного тока при объемном разряде зависят от параметров генератора, межэлектродного расстояния, давления и сорта газа. При длительности объемного разряда в 3 нс плотность тока у анода достигает 3 кА/см^2 , удельный энергоклад $\sim 1 \text{ Дж/см}^3$, а удельная мощность энерговода $\sim 400 \text{ МВт/см}^3$. При этом напряжение на промежутке максимально в квазистационарной стадии разряда, то есть на фронте импульса, когда количество быстрых электронов велико, а скорость распространения лавин, порождаемых этими электронами, $v_e \approx 10^8 \text{ см/с}$ за счет предьионизации промежутка, формируемыми объемный разряд.

Эффект убегания электронов в механизме пробоя и всей динамике импульсного разряда в плотных газах играет фундаментальную роль при больших перенапряжениях, когда $\Delta \gg 1$ [4]. Участие убегающих электронов в пробое плотных газов обнаруживается в смещении минимума кривой Пашена $U(pd)$ с ростом Δ , то есть сокращением фронта импульса напряжения τ_r в область больших pd . При этом появляется еще одна фундаментальная зависимость $U_{\min} = f((pd)_{\min}) \approx (E/p)_{кр} \cdot (pd)_{\min}$, измерения которой для разных газов представляют огромный интерес. Для физики и техники высоковольтных импульсов высокого давления представляют также интерес исследования ускорительных процессов при давлениях выше атмосферного, которые эффективны в системах иницирования и накачки газовых лазеров высокого давления.

До недавнего времени эффекту убегания электронов проводимости в твердых диэлектриках отводилась роль, аналогичная той, которая реализуется при разряде в газах.

При этом практически единственным механизмом нарушения электрической прочности конденсированных диэлектриков, особенно твердых, при электронной форме пробоя по аналогии с газообразными диэлектриками принималась ударная ионизация валентной зоны. Сама же возможность реализации этого механизма считалась очевидной.

Напомним, что современные квантово-механические представления о механизмах ударной ионизации валентной зоны сложились под воздействием работ Хиппеля, Фрелиха, Каллена, Франца и др., выполненных в 30–40-е годы и ныне ставших классическими. Полученные из этих работ критерии ударной ионизации соответствовали моменту появления так называемых “убегающих электронов” с энергией порядка десятых долей эВ. Предполагается далее, что ограничения энергий электронов проводимости “сверху” отсутствуют.

В связи с этим уместно напомнить о предостережении Сканава, высказанном им полвека назад [5]: “Однозначный ответ на вопрос о том, достаточна ли ширина зоны проводимости в том или ином кристаллическом диэлектрике, в настоящее время дать нельзя, поэтому с точки зрения зонной схемы все теории ударной ионизации твердых диэлектриков недостаточно обоснованы”. Подтверждение получено в исследованиях, выполненных через 10–15 лет после публикации монографии

Сканави, в частности в [6]. Отмечено, что в щелочно-галлоидных кристаллах (ЩГК), основных объектах для доказательства существования механизма ударной ионизации валентной зоны, энергетическая структура зоны проводимости не позволяет электронам достигать энергий, необходимых для реализации этого механизма. Так, непараболичность начинает проявляться там уже при энергиях 1–1,5 эВ, а производная $\partial W/\partial k$ меняет знак при энергиях $W = 1,5\text{--}2,5$ эВ. В этот момент и кинетические энергии электронов проводимости, и их скорости будут максимальными. В результате сложилась парадоксальная ситуация. С одной стороны, критерии ударной ионизации позволяют, используя эффективную массу электронов в качестве “подгоночного” параметра, добиваться совпадения расчетных и экспериментальных значений пробивных напряженностей поля. С другой – подразумеваемый процесс ударной ионизации оказался невозможным.

Для устранения этого противоречия можно предположить, что указанные критерии свидетельствуют о возникновении другого электронного процесса, в итоге приводящего к пробое диэлектрика и развивающегося в пределах разрешенных энергий. Таким процессом явилась перегревная неустойчивость в системе электронов проводимости. Показано [7], что в ЩГК реализуется вариант перегривной неустойчивости, приводящий к шнурованию потока электронов проводимости. Критерии неустойчивости E_1 и E_k ограничивали область полей, в пределах которых на вольт-амперной характеристике δ -типа возникает участок с отрицательной дифференциальной проводимостью $\partial j/\partial E$. При этом поля, соответствующие критериям ударной ионизации E_m , находились в пределах критериев перегривной неустойчивости, то есть $E_1 < E_m < E_k$. В результате этого степень соответствия критериев экспериментальным данным становится одинаковой.

Совпадение этих критериев физически оправдано. Так, шнурование тока сопровождается возрастанием плотности тока проводимости $j = en\mu E$ при возникновении флуктуации тока в локальной области диэлектрика. Последнее может быть следствием увеличения как плотности носителей n , так и их подвижности $\mu(E)$. В свою очередь так называемые критерии ударной ионизации определяют условия “убегания” электронов, что приводит к увеличению усредненной по функции распределения подвижности носителей заряда. Таким образом, эти критерии, по существу, характеризуют разные стороны одного и того же процесса, в основе которого лежит разогрев электронов проводимости в сильных электрических полях.

Есть основание полагать, что в жидких диэлектриках, особенно содержащих полярные молекулы, эффект убегания электронов вообще отсутствует. Это связано с явлением сольватации электронов проводимости, когда они приобретают оболочку из молекул жидкости. В связи с этим их подвижность соответствует подвижности ионов. Эффективный коэффициент ионизации Таунсенда уменьшается в результате образования отрицательных ионов в жидкой среде. Экспериментальным доказательством этого положения могут служить исследования распределения поля в разрядном промежутке с помощью эффекта Керра [8]. Эти исследования показали, что при воздействии импульсов высокого напряжения короткой длительности ($<10^{-6}$ с) на разрядный промежуток с дистиллированной водой при $E = 1,3$ МВ/см поле в промежутке остается однородным с точностью 0,3% в течение 200 нс, что показывает несостоятельность гипотезы об “эффекте полярности” и развития разряда с анода за счет образования объемного заряда электронами эмиссии с катода.

Следует отметить, что развитие электрического пробоя жидкости требует большего времени, чем развитие пробоя газа или твердого диэлектрика, так как электрическое упрочнение жидкости возникает уже при длительностях импульса порядка 10^{-6} с, а не при меньших. Это относится как к полярным, так и неполярным жидким диэлектрикам.

Электрическая прочность жидких диэлектриков при воздействии импульсов короткой длительности сильно возрастает и достигает величин $E = 10^6$ В/см.

Пробой жидкости содержит две стадии: первая – начальное возрастание тока и вторая – нарушение электрической прочности, связанное с изменением состояния жидкости. В отличие от твердых диэлектриков ход развития пробоя жидкости во времени обусловлен первой стадией пробоя и мало зависит от второй, касающейся образования проводящего канала.

В жидкости также возможны химические реакции, возникающие при высокой температуре, а также вследствие фотохимического процесса при поглощении квантов ультрафиолетового света, источниками которых являются возбужденные быстрыми электронами атомы и молекулы. Образующиеся при этом радикалы, изменяя условия прохождения свободных электронов в жидкости, могут приводить к увеличению потерь энергии электронов и к ослаблению ионизации. Возможно, что вторая стадия пробоя для случая жидкости связана именно с химическими изменениями, однако в жидкости эти процессы не всегда обязательны.

Итак, в статье рассмотрено влияние импульсов высокого напряжения короткой длительности на диэлектрические среды. Рассмотрен процесс развития высокоэнергетических электронов в газах, их роль в пробое твердых диэлектриков. Показана несостоятельность образования “убегающих” электронов в жидких диэлектриках.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вершинин Ю.Н.* Механизм электронного пробоя твердых диэлектриков // Изв. РАН. Энергетика. 2003. № 2. С. 152–157.
2. *Ткачев А.М., Яковленко С.И.* Коэффициент Таунсенда и характеристики убегания электронов в азоте // Письма в ЖТФ. 2004. 30(7), 14.
3. *Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.М., Яковленко С.И.* Роль быстрых электронов в формировании объемного импульсного разряда при повышенных давлениях // Письма в ЖТФ. 2004. 30(10), 31.
4. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. 160(7), 49.
5. *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков. М., 1958.
6. *Lipary N.O., Kunz A.V.* Energy Bands and Optical Properties of NaCl // Phys. Rev. 1971. V. 3. P. 471–497.
7. *Вершинин Ю.Н., Зотов Ю.А.* Перегревная неустойчивость в кристаллических изоляторах в предпробивном электрическом поле // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 3. С. 826–834.
8. *Овчинников И.Т., Янишин К.В., Янишин Э.В.* Исследование распределения предпробивных электрических полей в воде с помощью эффекта Керра // ЖТФ. 1974. Т. XL4. С. 472–474.

Поступила 13.05.05

Summary

The present article is dedicated on researches of nanosecond impulse discharges influence on different dielectrics. Is considered the nanosecond impulse development in solid gases, non-local criterion of electrons run off in discharge gap, compared with inverse coefficient of Townsend. Is shown the strong electrical fields influence on the properties of solid and liquid dielectrics.

А.Г. Гаибов, К.И. Вахобов

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА АДГЕЗИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ЗОЛОТЫХ ПОКРЫТИЙ К КРЕМНИЮ

*Ташкентский государственный технический университет,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Республика Узбекистан*

Введение

Металлические пленки, которые покрывают полупроводники, служат электрическими контактами. Качество контакта во многом определяет и влияет на функциональные характеристики полупроводниковых приборов. Поэтому исследованиям прочностных и электрических свойств металлических контактов к полупроводникам уделяют значительное внимание. Обычно контакты металла и полупроводника формируют методами плавления или диффузии. Следует указать, что оба этих технологических процесса производятся при высоких температурах, что неизбежно ведет к возникновению термодефектов, ухудшающих как параметры самого полупроводника, так и приборов на его основе. Поэтому в последнее время ищутся новые методы создания металлических контактов к полупроводникам при комнатных температурах $T = 300$ К. Одним из таких методов является способ улучшения адгезионной прочности металлических пленок меди Cu и никеля Ni к кремнию ультра-