

- [1] *Sissakian I. N., Soifer V. A.* // Intern. conf. and school «Laser and Applications». Bucharest, 1982. P. 853—882.
- [2] *Голуб М. А., Живописцев Е. С., Карнеев С. В.* и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 253. № 5. С. 1104—1108.
- [3] *Голуб М. А., Карнеев С. В., Прохоров А. М.* и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 10. С. 619—623.
- [4] *Арефьев Е. Ю., Компанец В. К.* // Автоматизация экспериментальных исследований. Куйбышев, 1983. С. 125—128.
- [5] *Прэнтт У.* Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1982. Т. 2.
- [6] *Ярославский Л. П., Мерзляков Н. С.* Цифровая голография. М.: Наука, 1982. С. 176—192.
- [7] *Виттик В. А., Сергеев В. В., Соيفер В. А.* Обработка изображений в автоматизированных системах научных исследований. М.: Наука, 1982.

Научно-техническое объединение
Центральное конструкторское бюро
уникального приборостроения АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
25 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
27 декабря 1989 г.

04; 07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ Н-ГЕКСАНА В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

В. Ф. Клишкин

Мнения относительно механизма электрического пробоя жидкостей в наносекундном диапазоне различны [1⁻³]. До настоящего времени дискутируется существование чисто электрического механизма пробоя даже в наилучших жидких диэлектриках [4]. В значительной степени это связано с некоторой противоречивостью экспериментальных данных. Например, отмечается слабое влияние внешнего давления и сильное влияние насыщения Н-гексана молекулами O₂ и CO₂ на время запаздывания пробоя при наносекундных длительностях воздействия напряжения [5, 6]. В то же время результаты прямых оптических наблюдений указывают на важную роль кавитации в начальной стадии формирования электрического разряда даже при длительностях воздействия напряжения ~10—100 нс [7, 8]. Интересные особенности электрического пробоя Н-гексана в квазиоднородном поле обнаружены в работе [9]. Оказалось, что в наносекундном диапазоне сосуществуют и конкурируют между собой два механизма пробоя с анода, различающиеся своей структурой. Один из механизмов содержит начальную (более медленную) «пузырьковую» стадию, переходящую затем в быстро развивающийся кистевой разряд. В общих чертах картина развития пробоя соответствует установленной ранее для различных жидкостей [10]. Другой механизм имеет форму однородного разряда с размытыми границами. Характерным является то, что при его возникновении не удается обнаружить начальную «пузырьковой» стадии вблизи поверхности электрода. Скорости развития кистевого и однородного разрядов примерно одинаковые и для разрядного промежутка длиной 100 мкм составляют ~1—2·10⁶ см/с. Следует отметить также сложную зависимость времени запаздывания пробоя от внешнего давления в этих условиях, установленную в [9]. Уточнение характера физических процессов, приводящих к развитию электрического разряда в жидкостях в наносекундном диапазоне, является важным, так как представляет теоретический и практический интерес.

В данной работе сообщаются дополнительные экспериментальные результаты, касающиеся механизмов электрического пробоя Н-гексана при длительностях воздействия напряжения ≤100 нс.

В опытах использовалась разрядная камера, в которой могло создаваться повышенное давление. Геометрия разрядного промежутка, генератор импульсных напряжений, лазерная шпирен-система, условия эксперимента аналогичны описанным в [8].

Одновременно с оптической визуализацией предпробивных явлений в разрядном промежутке проводился анализ статистических распределений времени запаздывания разряда в за-

висимости от внешнего давления. Для получения статистических распределений и оперативной в процессе эксперимента обработки данных использовался измерительно-вычислительный комплекс на базе микроЭВМ «Электроника-60».

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований, соответствующие напряженности электрического поля ~ 1.9 МВ/см и длине разрядного промежутка 100 мкм. На рис. 1 представлены типичные гистограммы распределения времени запаздывания пробоя в Н-гексане при различных внешних давлениях. Видно, что увеличение давления приводит к суще-

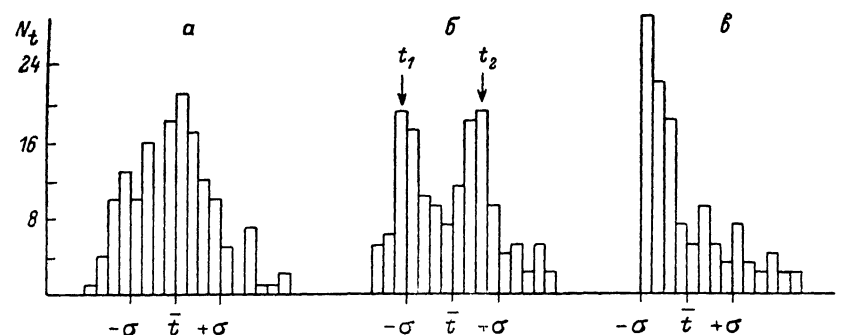


Рис. 1. Гистограммы распределения времени запаздывания пробоя в Н-гексане при различных давлениях P .

N_0 — полное число измерений, \bar{t} — среднее время запаздывания пробоя, σ — среднеквадратичное отклонение результатов измерений. P , МПа: a — атмосферное давление, b — 0.5, c — 1.3; $N_0=150$ (a, b), 120 (c); f , нс: a — 100, b — 150, c — 156; σ , нс: a — 34, b — 72, c — 133.

ственному изменению вида распределений. Оказывается, это обусловлено существованием и конкуренцией двух различных механизмов пробоя с анода, о которых говорилось выше. Обращает на себя внимание появление второго максимума в распределении на рис. 1, b . Сопоставление с результатами оптических наблюдений показывает, что первый максимум коррелирует с однородным разрядом, а второй — с кистевым, имеющим начальную «пузырьковую» стадию. Таким образом, с помощью внешнего давления удается разделить механизмы пробоя во времени, что указывает на различный характер физических процессов, приводящих к их возникновению. Представляет интерес, определив наиболее вероятные времена запаздывания соответствующих механизмов пробоя t_1 и t_2 , проследить за их эволюцией в зависимости от внешнего давления. Эти результаты приведены на рис. 2. Сильное влияние давления на время t_2 подтверждает важную роль «пузырьковой» стадии при возникновении кистевого разряда. В то же время практически отсутствие влияния давления на время t_1 указывает на то, что «пузырьковая» стадия

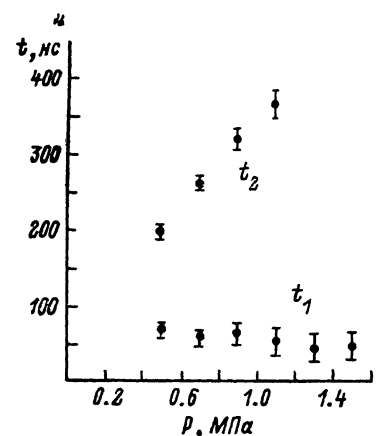


Рис. 2. Зависимость наиболее вероятного времени запаздывания пробоя для однородного t_1 и кистевого t_2 разрядов от внешнего давления.

не присутствует (либо не является основной) при зарождении однородного разряда. Следует отметить, что углерод, выделяющийся в зоне разряда, и изменение структуры Н-гексана оказывают влияние на время запаздывания пробоя при давлениях ≥ 1 МПа. С этим, по-видимому, связано некоторое уменьшение времени t_1 в области давлений ~ 1.1 —1.5 МПа. Экстраполируя экспериментальные данные на рис. 2 в область атмосферного давления, можно увидеть, что времена t_1 и t_2 близки по величине, что и определяет вид распределения на рис. 1, a . Сравнение с результатами оптических исследований показывает, что при повышенных давлениях преимущественно развивается пробой с анода, соответствующий однородному разряду, что и оказывает решающее влияние на вид распределения на рис. 1, c . Таким образом, сосуществование и конкуренция двух различных механизмов пробоя с анода и определяют сложный характер влияния внешнего давления на среднее

время запаздывания разряда в наносекундном диапазоне [9]. С увеличением напряженности поля роль начальной «пузырьковой» стадии при формировании электрического разряда уменьшается, что и приводит к слабой зависимости лауэграмм от внешнего давления в работе [6].

Сопоставление результатов оптических и статистических исследований в зависимости от внешнего давления позволяет надеяться, что обнаруженный механизм пробоя с анода в наносекундном диапазоне (однородный разряд) соответствует чисто электрическому и связан с развитием элементарных процессов в самой жидкости. По-видимому, он будет преобладающим при более коротких длительностях воздействия напряжения ≤ 10 нс не только для Н-гексана, но и для других жидкостей.

Автор благодарен В. П. Бородину за помощь при выполнении работы.

Список литературы

- [1] *Адамчевский И.* Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л.: Энергия, 1972. 294 с.
- [2] *Ушаков В. Я.* Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975. 256 с.
- [3] *Яншин Э. В., Овчинников И. Т., Вершинин Ю. Н.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 10. С. 2067—2074.
- [4] *Schmidt W. F.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1984. Vol. 19. N 5. P. 389—418.
- [5] *Kao K. C., McMath J. P. C.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1970. Vol. 5. N 3. P. 64—68.
- [6] *Arai K., Kitani I.* // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 9. P. 1675—1679.
- [7] *Murooka Y., Yamashita H.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1986. Vol. 21. N 6. P. 1011—1014.
- [8] *Климкин В. Ф.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2041—2043.
- [9] *Бородин В. П., Климкин В. Ф.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 802—805.
- [10] *Климкин В. Ф., Пономаренко А. Г.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 9. С. 1896—1904.

Новосибирский государственный университет им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
1 января 1988 г.

01; 02

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

С. А. Герасимов, О. Ф. Глуценко

Цель настоящей работы — установление связи между экспериментальными данными по комптоновскому рассеянию и средними значениями степеней энергии атомных электронов. Такое рассмотрение имеет смысл по крайней мере по двум причинам. Во-первых, вычисление средних значений степеней энергии $\langle(-E)^n\rangle$ и сравнение их с экспериментальными данными являются тестом на проверку потенциала, используемого в расчетах. Этот подход является более полным по сравнению, например, с анализом диамагнитных восприимчивостей атомов, поскольку экспериментальные значения $\langle(-E)^n\rangle$ могут быть определены для любого атомного номера Z , показателя степени n и в зависимости от n характеризуют поведение электронной плотности в различных областях атома. Во-вторых, как будет видно ниже, средние значения степеней энергии пропорциональны преобразованию Меллина комптоновского профиля $J(q)$. В принципе это дает возможность решить обратную задачу — по экспериментальным значениям энергий атомных электронов восстановить комптоновский профиль.

В настоящей работе связь $\langle(-E)^n\rangle$ с $J(q)$ установлена в рамках квазиклассического приближения, в качестве примеров в расчетах использованы комптоновский потенциал атома [1] и модель Томаса—Ферми.

Пусть E — энергия атомного электрона, r — координата, $b = (3\pi/4)^{2/3} \hbar^2 / 2me^2$, $x = -rZ^{1/3}/b$, $\varepsilon = -Eb/e^2 Z^{1/3}$. Тогда распределение атомных электронов по энергиям дается выражением [2]

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{Z}{2} \int_0^{\infty} x^2 (k^2 + \varepsilon) dk \quad (1)$$