V. V. Baraboshkin, A. N. Didenko, SUPERCONDUCTIVITY EFFECT ON THE BREAKTHROUGH DELAY TIME IN LIQUID-HELIUM,
Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 1983, Volume 53, Issue 12, 2419–2421

Акустическая волна, пройдя через образец, отражается от необлучаемой поверхности и возвращается в образец биполярным импульсом со сменой фазы. На рис. 2, *б*, *в* в более длинных развертках представлены осциллограммы импульсов напряжений, распространяющихся в кристалле при отражениях от поверхностей образца. Первый импульс соответствует показанному на рис. 2, *а*, второй — отраженный от верхней грани, третий — от нижней.

Отметим, что отраженные импульсы несимметричны, но симметрия опять появляется с увеличением числа прохождений через кристалл и уменьшением амплитуды волны. Изменение формы импульсов, видимо, связано с искажением фронта волны, обусловленного дифракцией волнового пучка [5] и влиянием боковых граней кристалла.

Представленные результаты исследований позволяют оценить скорость распространения биполярного импульса в образце. Смещение импульса от облучаемой поверхности до положения зондирующего луча происходит за время между началом импульса люминесценции и минимумом биполярного импульса. Оцененная по этому времени скорость распространения волны оказалась равной (4300 ± 400) м/с. Ширина и форма импульса определяются распределением введенной в кристалл энергии радиации, глубиной проникновения электронов. В нашем случае импульс сжатия имеет ширину $\tau = 50$ нс. Следовательно, глубина проникновения электронов $l = v\tau$ равна 0.22 мм, что хорошо соответствует измеренной экспериментально по окрашиванию.

Таким образом, описанная поляризационно-оптическая методика позволяет исследовать форму акустической волны, определяемую величиной и пространственным распределением введенной в образец энергии. Существенным достоинством методики, на наш взгляд, является возможность получения информации о точной форме акустического импульса до наступления его искажений при распространении.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. В. Лисюку, Б. П. Гриценко, А. А. Малышеву, В. Ю. Яковлеву за обсуждение результатов исследований.

Литература

[1] *R. B. Oswald*, Jr. *F. B. Mclean*, *D. R. Schallhorn*, *L. D. Buxton*. J. Appl. Phys., **42**, 3463 (1971).
[2] *Б. Ф. Гулин*, *Ю. И. Мещеряков*, *В. А. Морозов*, *Ю. В. Судьенков*. ПТЭ, **2**, 215 (1978).
[3] Высокоэнергетическая электроника твердого тела (под ред. *Д. И. Вайсбурда*), 207. «Наука», Новосибирск (1982).
[4] *Г. С. Ландсберг*. Оптика. «Наука», М. (1976).
[5] *Е. А. Заболотская*, *Р. В. Хохлов*. Акустич. журн., **15**, 40 (1969).

Томский политехнический
институт им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
7 января 1983 г.

УДК 537.52 *Журнал технической физики, т. 53, в. 12, 1983*

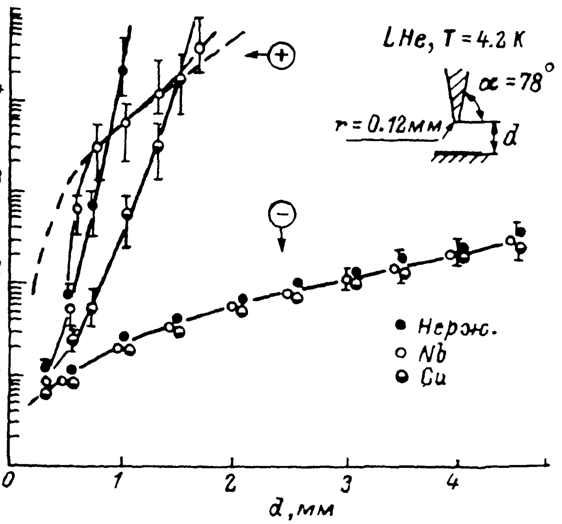
ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ВРЕМЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ПРОБОЯ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

В. В. Барабошкин, *А. Н. Диденко*

Процессы, происходящие в жидком гелии как диэлектрической среде, имеют некоторые особенности, связанные с относительно малой его плотностью и большой подвижностью носителей зарядов. В этом отношении он напоминает плотный газ, поскольку уже при средних энергиях свободного электрона $\varepsilon \simeq 10 \div 100$ эВ межатомное расстояние превышает более чем на порядок длину электронной волны. В резко неоднородном электрическом поле, так же как и в газе, в нем может существовать устойчивый коронный разряд [1]. Кроме того, на развитие разряда в жидком гелии значительное влияние оказывает и материал электродов [2, 3].

Известно, что импульсный электрический пробой обычных жидких диэлектриков и газов сопровождается разрушением микроострий на отрицательном электроде из-за джоулевского разогрева их собственными автоэмиссионными токами [4, 5]. Если же электрод находится в сверхпроводящем состоянии, то разогрев микроострий и их переход в нормальное состояние обусловлены в основном эффектом Ноттингама и требует дополнительного времени. Поэтому, как и при импульсном пробое сверхпроводящего вакуумного промежутка [6], можно ожидать некоторой разницы времен запаздывания пробоя жидкого гелия в несверхпроводящих и сверхпроводящих электродных системах.

В данном сообщении приведены результаты исследования времени запаздывания пробоя разрядного промежутка, заполненного жидким гелием технической чистоты, находящегося при атмосферном давлении. Электрический пробой осуществлялся в электродной системе острие—плоскость с помощью высоковольтного перепада напряжения [3]. При этом фронт импульса не превышал 15 нс, а спад плоской вершины составлял 5% на 20 мкс. Электроды изготавливались из нержавеющей стали, меди и монокристаллического ниобия высокой чистоты. Непосредственно перед измерениями острийный электрод тренировался серией пробоев с целью стабилизации его геометрии. Время запаздывания пробоя t определялось от момента прихода импульса до начала роста тока, обусловленного возникновением проводящего канала. Время роста тока до амплитудного значения (время коммутации t) при всех межэлектродных расстояниях d было меньше постоянной времени измерительной цепи, равной 6 нс.



Экспериментальные зависимости t (d) для электродных систем, изготовленных из несверхпроводящих металлов и сверхпроводящего ниобия, приведены на рисунке. Из зависимостей, снятых при амплитуде высоковольтного импульса U=40 кВ, следует: 1) влияние материала электродов обнаруживается лишь при положительном острие, причем в ниобиевой электродной системе имеется перегиб, свидетельствующий об увеличении t в сверхпроводящей электродной системе; 2) с уменьшением межэлектродного расстояния до 0.5 мм влияние материала и его состояния на t практически исчезает; 3) в случае острийного катода влияние материала электродов не обнаруживается, при этом расчетная напряженность поля вблизи острия [2] изменялась от 130 до 400 МВ/М. Полученные результаты указывают на доминирующую роль электронных процессов, и в частности автоэлектронной эмиссии, при импульсном пробое жидкого гелия. Сравнение средней энергии свободного электрона в жидком гелии ε с энергией локализации [7] при рабочих напряженностях полей показывает, что электроны, движущиеся вдоль электродной оси, в условиях данного эксперимента воспринимают жидкость как плотный газ, не локализуясь в нем.

Нетрудно убедиться, что при отрицательном острие указанная напряженность поля вблизи поверхности катода достаточна для интенсивной автоэлектронной эмиссии и приобретения эмиттированными электронами средней энергии (ε=16÷64 эВ), сравнимой и превосходящей энергию ионизации атомов гелия Wi. Это позволяет связать характерный «излом» зависимости t (E), наблюдаемый в жидком гелии, как и в обычных жидких диэлектриках [4, 8], с переходом от однолавинного к многолавинному механизму пробоя при достижении $\varepsilon > W_i$. Количественная оценка t в этом случае затруднена из-за недостаточной информации о механизме автоэлектронной эмиссии и коэффициенте ударной ионизации в жидком гелии.

Значительный разброс t, влияние материала электродов, более высокая электрическая прочность свидетельствуют о том, что пробой жидкого гелия при положительном острие происходит иначе, нежели при отрицательном острие. В этом случае количественная оценка t производилась на основании следующих положений: 1) материал электродов обладает идеальной проводимостью; 2) источником начальных инициирующих электронов является автоэлектронная эмиссия с плоского катода; 3) электроны, эмиттируемые катодом, движутся к острийному аноду, теряя энергию лишь при упругих столкновениях с атомами гелия; 4) процесс размножения электронов за счет ударной ионизации и образование положительного стримера происходят в непосредственной близости от острийного анода; 5) время дрейфа электрона к аноду значительно больше суммарного времени образования лавины и времени прорастания положительного стримера; 6) форма импульса, прикладываемого к разрядному промежутку, строго прямоугольная.

Расчетная кривая $\bar{t}$ (d) (штриховая линия на рисунке) наиболее близка к экспериментальной зависимости, снятой в сверхпроводящей электродной системе. Это может указывать на заметное влияние резистивного состояния электродов на импульсную электрическую прочность разрядного промежутка, заполненного жидким гелием. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений является подтверждением предложенного механизма импульсного пробоя. Расхождение экспериментальной и расчетной кривых при $d < 0.75$ мм связано с возможным появлением инициирующих электронов с $\varepsilon > W_i$ непосредственно вблизи микрорельефа, плоского катода и возникновением условий для развития отрицательного стримера. Небольшое расхождение в области больших t и d может быть объяснено неидеальностью высоковольтного импульса, а также тем фактом, что не учитывались работа выхода, потери при неупругих столкновениях, изменение однородности межэлектродной среды за счет приэлектродных процессов и т. д. Подтверждением вышеизложенного механизма пробоя могут также служить оптические наблюдения [9], показавшие, что предпробойное свечение в протяженных разрядных промежутках всегда возникает в области максимального электрического поля — вблизи острийного электрода.

Таким образом, полученные результаты подтверждают ранее высказанные предположения. Однако необходимо проведение дополнительных исследований с целью более детального изучения влияния сверхпроводимости на механизм импульсного пробоя жидкого гелия.

Литература

[1] *В. А. Гончаров, В. И. Левитов.* Изв. АН СССР, энергетика и транспорт, 2, 145 (1974).
[2] *H. Fujii, J. Kaizaki, K. Yoshino, Y. Inuishi.* J. Phys. D.: Appl. Phys., 12, 1555 (1979).
[3] *В. В. Барабошкин, А. Н. Диденко, Ю. Г. Юшков.* Изв. вузов, Физика, 11, 91 (1981).
[4] *В. Я. Ушаков.* Импульсный электрический пробой жидкостей. Изд. ТГУ, Томск (1975).
[5] *Г. А. Месяц.* Письма ЖТФ, 1, 885 (1975).
[6] *Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский* и др. ДАН СССР, 262, 598 (1982).
[7] *А. Г. Храпак, И. Т. Якубов.* Электроны в плотных газах и плазме. «Наука», М. (1981).
[8] *Н. С. Руденко, В. И. Цветков.* ЖТФ, 35, 1840 (1965).
[9] *В. И. Левитов, В. А. Гончаров, С. Г. Гостеев* и др. Мат. Междунар. конф. стран — членов СЭВ «Диэлектрические и конструкционные материалы для криогенных ЛЭП» (1979).

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом
институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
7 января 1983 г.

УДК 538.245

Журнал технической физики, т. 53, в. 12, 1983

ДИНАМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СЕРДЕЧНИКОВ ИЗ МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА

Ю. П. Вахрушин, А. К. Орлов

Процесс импульсного перемагничивания ферромагнитных сердечников исследовался рядом авторов при решении практических задач автоматики и вычислительной техники [1]. В последние годы внимание к этой проблеме усилилось в связи с разработкой линейных индукционных ускорителей [2]. Напомним, что в ЛИУ ускорение частиц осуществляется вихревым электрическим полем, возникающим вследствие перемагничивания последовательно расположенных индукторов, которые обычно изготавливаются из пермаллоевой ленты типа 50НП толщиной 10 мкм и индукцией насыщения $B_s = 1.4$ Тл.

Магнитный сердечник является импульсной нагрузкой для формирующей линии; кроме того, через него на генераторе сказывается эффект поглощения электромагнитной энергии ускоренным пучком, составляющим обычно сотни ампер и более. Поэтому для детального