

наряду с сигналами на частотах f_1 и f_H регистрировался сигнал на разностной частоте $f_2 = f_H - f_1$, амплитуда которого зависела от постоянного магнитного поля и мощности накачки. Чтобы предотвратить нагревание образца и ДР, использовался импульсный режим работы: длительность импульсов ~ 30 мкс, частота повторения 10 Гц.

На рис. 1 представлена зависимость мощности P_2 выходного сигнала на частоте f_2 от внешнего постоянного магнитного поля H_0 при $\Delta f = 96$ МГц. На рис. 1 H_1 и H_2 — теоретически рассчитанные значения постоянного магнитного поля, ниже которых в спектре МСВ появляются волны с частотами соответственно f_1 и f_2 . Как и следовало ожидать, эффективное преобразование частоты происходит в области полей $H_0 < H_2$, где существуют МСВ с собственными частотами f_1, f_2 . При $H_0 > H_1$, где собственные частоты всех МСВ выше и f_1 , и f_2 , преобразование вообще отсутствует. При $H_0 < H_2$ наблюдаются быстрые резонансные осцилляции выходной мощности P_2 при изменении H_0 (на рис. 1 показаны лишь огибающие этих осцилляций), обусловленные попаданием частот f_1 и f_2 в резонанс к ПОМСВ с различными индексами n . Однако, согласно рис. 1, существует и общая тенденция уменьшения эффективности преобразования с уменьшением поля, связанная, по-видимому, с ростом как волновых векторов возбуждаемых МСВ k_1 и k_2 , так и их индексов. Заметная эффективность преобразования наблюдалась обычно в диапазоне полей ≤ 400 Э, что соответствует возбуждению волн с $k_1, k_2 \leq 10^3$ см $^{-1}$.

Зависимости, аналогичные показанной на рис. 1, наблюдались при $|\Delta f| \leq 100$ МГц. С ростом Δf эффективность преобразования из-за увеличения индекса МСВ падала, в связи с чем изменение частоты бегущей МСВ в наших экспериментах наблюдалось в пределах $-210 < \Delta f < \times 240$ МГц.

На рис. 2 представлена зависимость эффективности преобразования частоты, т. е. отношение выходной мощности P_2 на частоте f_2 к выходной мощности P_1 на частоте f_1 , от мощности накачки P_H . С ростом P_H эффективность преобразования увеличивается и достигает -30 дБ при $P_H \sim 500$ мВт. Дальнейший рост мощности накачки приводит к уменьшению эффективности преобразования из-за возникновения параметрического возбуждения накачкой спиновых волн.

В заключение заметим, что накачка для упрощения конструкции и расширения широкополосности может подаваться на пленку не через ДР, а непосредственно на приемный преобразователь. Однако ясно, что здесь возникают трудности с селекцией слабого сигнала частоты f_2 на фоне мощного сигнала накачки.

Список литературы

- [1] Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960. 407 с.
- [2] Левин Л. // Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ / Под ред. А. Л. Микаэляна. М.: ИЛ, 1963. С. 91—109.
- [3] Пылаев Е. С. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1229—1232.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЯ ТЕПЛОЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА НА СКОРОСТЬ ВОЛНЫ СМЕНЫ РЕЖИМОВ КИПЕНИЯ

С. И. Захарченко, В. Б. Митюшин, Л. М. Фишер

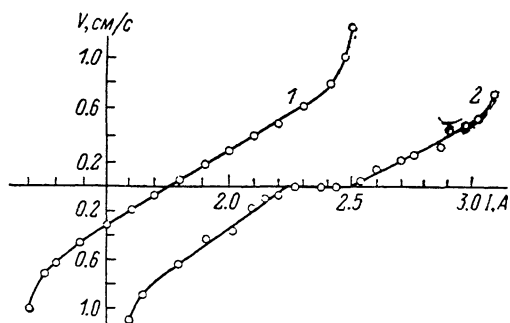
Изучению процессов кипения жидкости на металлической нити, нагреваемой током, посвящено множество работ (см., например, [1]). Как известно, переход между различными режимами кипения имеет характер волны переключения. Возникающая границы раздела

фаз кипения движется вдоль тепловыделяющего элемента с некоторой характерной скоростью V . Величина V зависит от значения тока, теплофизических свойств материала образца, его геометрических характеристик и свойств жидкости. Равновесный ток I_p , при котором граница раздела неподвижна, а также температуры в пленочной и пузырьковой зонах определяются из совместного решения уравнений теплового баланса и теплопроводности [2]. В работе [3] было показано, что тонкое теплоизолирующее покрытие существенно влияет на скорость тепловой волны в окрестности I_p . Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению влияния покрытия на скорость распространения волны смены режимов кипения.

Эксперименты проводились на горизонтально ориентированных металлических образцах, погруженных в жидкий азот. Двойная система криостатирования позволила значительно снизить теплопритоки к азоту внутреннего криостата и ослабить конвективное движение жидкости, что заметно повысило точность измерений. Скорость распространения волны измерялась в режиме фиксированного тока на стандартных проволоках (медь, константан, манганин, нихром) различного диаметра, покрытых эмалевой изоляцией. Измерения проводились как на образцах с покрытием, так и без него. В последнем случае изоляция с уже исследованного проводника снималась в расплаве едкого калия. Волна перехода от пленочного кипения к пленочному при $I < I_p$ инициировалась микронагревателем, расположенным на одном из концов образца. Волна перехода от пленочного кипения к пузырьковому при $I < I_p$ зарождалась на участках образца, примыкающих к массивным токовым контактам. Скорость движения границы раздела двух фаз кипения определялась по времени прохождения ею фиксированного расстояния. Измерения проводились на участке проводника длиной ≈ 10 см, где движение волны имело установившийся характер. Следует отметить, что на образцах с сильной зависимостью удельного сопротивления ρ от температуры T (медь) наблюдалось значительные колебания скорости движения волны. Измерения на медных образцах с эмалевым покрытием, как правило, заканчивались расплавлением проводника. Поэтому основные результаты получены для образцов со слабой зависимостью $\rho(T)$.

На рисунке представлены результаты измерений скорости тепловой волны в функции тока I для образца из константана диаметром 0,2 мм без изоляции (кривая 1) и с эмалевым покрытием толщиной 10 мкм (кривая 2). Из приведенных кривых прежде всего видно, что тепловая изоляция приводит к заметному повышению равновесного тока I_p . Аналогичный эффект наблюдается ранее при исследовании влияния пористого покрытия на скорость распространения нормальной фазы в композитном сверхпроводнике [4]. Причина роста I_p , как и в [4], вероятно, связана с наблюдающимся повышенным первой критической плотности теплового потока для образцов с эмалевым покрытием. Заметим, что уменьшение I_p на образцах с изоляцией, отмечавшееся в [3], по-видимому, связано с неучтенной зависимостью критических плотностей теплового потока в жидкости от покрытия.

Другой отличительной особенностью кривой 2 является наличие в окрестности I_p широкой области значений тока ΔI ($\Delta I/I_p \approx 10\%$), в которой скорость движения границы раздела фаз близка к нулю. Исследования в этой области показали, что скорость движения границы раздела фаз обращается в нуль на отдельных участках, характерных для данного образца. При слабом возмущении (локальном нагреве микронагревателем) граница раздела фаз начинает двигаться снова до очередного места локализации. По мере приближения к I_p количество точек на образце, где наблюдается локализация тепловой волны, возрастает. Области тока, где имеет место локализация волны, для образцов без изоляции обнаружено не было. Заметим, что аналогичная картина, т. е. существование области тока, в которой граница раздела фаз кипения была неподвижна, наблюдалась в работе [5], где было показано, что существование такой области обусловлено отличием температуры жидкости от температуры насыщения (ее недогревом). В нашем эксперименте влияние недогрева исключено, поскольку измерения проводились в жидком азоте, кипящем при атмосферном давлении. Таким образом, наиболее существенным результатом наличия изоляции является качественное изменение кривой $V(I)$. Интересно, что такое изменение зависимости $V(I)$ возникает при сравнительно малой толщине изоляции (≈ 10 мкм).



Полученные экспериментальные данные можно объяснить, используя результаты работы [3]. Следуя этой работе, для образцов с тепловой изоляцией, толщина которой превышает критическое значение, возникает неоднозначность теплоотвода. Такая неоднозначность приводит к уменьшению скорости тепловой волны вблизи I_p (провал на кривой $V(I)$). В случае малых скоростей неоднородности проводника могут приводить к пиннингу волны. Именно такой факт локализации тепловой волны наблюдается в наших экспериментах.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что появление области тока, в которой тепловая волна практически неподвижна, может быть связано не только с возможной неоднозначностью кривой кипения при недогреве жидкости [5], но и с неоднозначностью теплоотвода, вызванной тонким теплоизолирующим покрытием.

Авторы признательны Р. Г. Минцу, А. Вл. Гуревичу за предоставленную возможность ознакомиться с работой [3] до ее опубликования и за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Zhukov S. A., Barelko V. V. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1983. Vol. 26. N 8. P. 1121—1130.
- [2] Гуревич А. Вл., Минц Р. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 7. С. 2109—2113.
- [3] Гуревич А. Вл., Минц Р. Г., Пухов А. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 378—387.
- [4] Андрианов В. В., Баев В. П., Малышенко С. П., Мучник Р. Г. // ДАН СССР. 1987. Т. 293. № 4. С. 856—859.
- [5] Zhukov S. A., Barelko V. V., Merganov A. G. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. Vol. 24. N 1. P. 47—55.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.

О РОЛИ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

В. А. Жовтянский, О. М. Новик

Диффузионные потери являются существенным фактором, ограничивающим применимость локального термического равновесия (ЛТР) в плазме [1] и играют двойную роль: с одной стороны, с точки зрения собственно потерь заряженных частиц, с другой стороны, входят в баланс энергии тяжелых частиц, определяя их температуру T_T (в число критериев ЛТР входит равенство $T_T = T_e$, где T_e — температура электронов). Существенный вклад диффузионных процессов в распад плазмы сильноточных разрядов предполагается в ряде работ [2—4].

В настоящей работе экспериментально исследована роль диффузии в распаде плазмы сильноточного импульсного разряда в связи с проблемой установления наличия ЛТР. Изучалось послесвечение плазм аргона и гелия, создаваемых с помощью генератора [5] куполообразным импульсом тока амплитудой до 20 кА и длительностью до 6 мкс при начальном давлении газа 65—1330 Па. Разряд создавался в стеклянных трубках радиусом $R=0.5$ —1.6 см. Объем которых ограничивался либо запаяными заподлицо с внутренними стенками трубки коваровыми электродами шириной 1.5 см каждый, либо дисковыми электродами, которые вводились внутрь трубки. Расстояние между электродами составляло от 5 до 30 см, обеспечивалась симметрия объема плазмы по отношению к системе обратных токопроводов.

Относительное изменение концентрации электронов N_e измерялось по интенсивности континуума в области спектров 402.5 (в аргоне) и 475 нм (в гелии). Абсолютизация этих измерений осуществлялась по штарковскому уширению спектральных линий 480.6 (AgII) и 404.4 нм (AgI), измеряемых с применением интерферометра Фабри—Перо по методике [6], а также 468.6 (HeII) и 471.3 нм (HeI), измеряемых диссектором [7] с временным разрешением не хуже 1 мкс. Таким образом, измерения N_e не требовали допущений о состоянии равновесия плазмы.