ной опорной волны приводит к возможности измерения интенсивности весьма слабых УЗ волн. Так, оценки показывают, что измеримое значение интенсивности сигнальной волны I_s

$$I_s \sim \frac{1}{T_r}\left(\frac{\Gamma}{E_0}\right)^2\left(\frac{8\eta c u R}{S}\right)^2 \tag{7}$$

при движении под радиационным давлением в воде (с вязкостью $\eta \sim 10^{-2}$ П) тонкого диска (с радиусом $R \sim 1$ см и площадью $S=\pi R^2$) определяется величиной $I_s I_r \sim 10^{-11}$ (Вт/см^2)^2. Вышеприведенная оценка получается из условия $w/c \sim /E_0$, где w — скорость установившегося движения диска при уравновешивании интерференционной части силы радиационного давления УЗ с силой трения $F=16\ \eta R w$ [5] в случае, когда волны интерференционно усиливаются.

Таким образом, можно надеяться, что результаты настоящей работы позволят осуществить передачу звуковой информации при наличии сильного шума, а также найдут применения в измерениях интенсивности предельно слабых акустических волн.

Авторы благодарят А. Р. Мкртчяна, Э. М. Арутюняна, Р. П. Вардапетяна и Г. Н. Наджаряна за обсуждение работы.

Список литературы

[1] *Strivastava J. K.* // Adv. Mossbauer Spectroscopy: Appl. Phys., Chem. and Biol. Amsterdam, 1983. P. 761—813.
[2] *Макаров Е. Ф., Митин А. В.* // УФН. 1976. Т. 120, № 1. С. 55—84.
[3] *Gupta A.* // Phys. Rev. 1981. Vol. B 24, N 5. P. 2362—2367.
[4] *Садыков Э. К.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 6. С. 1650—1652.
[5] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

Институт прикладных проблем физики
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
21 июня 1988 г.

05

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ВЛИЯНИЕ ТОКА НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ВО ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ПРОВОЛОЧКЕ

Ю. Л. Долинский, Н. А. Яворовский

Вопрос о существовании критических токов, при которых фазовый переход жидкость—пар не может реализовываться как фазовый переход первого рода, и зависимости этих токов от давления и температуры в литературе до сих пор не рассматривался. Такая задача решается в данной работе.

Оценка критического тока может быть получена исходя уже из общих соотношений. Используя зависимость давления от величины тока в проводнике [1, 2] для тока $I_k(\rho)$, создающего давление, равное критическому, на расстоянии ρ от оси проводника, имеем $I_k(\rho)=c\rho_0(\pi P_k)^{1/2}1-(\rho^2/\rho_0^2)$, c — скорость света. При критическом давлении $P_k=10$ кбар и $\rho_0=0.1$ мм $I_k(0)=17$ кА. Такие токи вполне достижимы на практике. Однако помимо существования критического тока, обусловленного магнитным сдавливанием проводника, существуют и другие критические токи, связанные с дополнительной работой, совершающейся при образовании парового зародыша.[1]

Для нахождения этих токов следует считать, что выполнено условие адиабатического режима, при котором плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ не зависят от времени явно, а определяются мгновенным значением размера расширяющегося зародыша l. Наиболее жестким для реализации такого режима на практике является условие малости времени диффузии магнитного поля $\tau_H \sim 4\pi\sigma\rho_0^2/c^2$, возмущаемого ростом зародыша, в сравнении с вре-

[1] Следует отметить, что зависимость работы образования зародыша от величины тока рассчитывалась в [3]. Однако там было получено неправильное выражение для этой величины, в связи с чем не было обнаружено существование критических токов, связанных с такой работой.

менем образования этого зародыша $\tau_I \sim l/l$. Если это условие выполнено ($\tau_H \ll \tau_I$), то, используя определение электродинамической работы при заданном полном токе [4], а также считая, что сферический зародыш, размеры которого $l \ll \rho_0$, образуется вдали от поверхности, можно найти выражение, определяющее зависимость работы образования зародыша δA от величины тока I. При этом величина критического зародыша l_k определяется выражением [5, 6]

$$l_k = \frac{2\alpha v_1}{\mu_2 - \mu_1 - \tilde{P} v_1}, \tag{1}$$

μ и v — химические потенциал и удельный объем. Индекс 1 соответствует паровому зародышу, индекс 2 — жидкости, α — поверхностное натяжение.

Величина $\tilde{P}$, входящая в формулу (1), определяется простым соотношением

$$\tilde{P} = 4P(0)\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + 2\sigma_2},$$

где σ_2, σ_1 — проводимости соответственно жидкости и пара, а $P(0)$ — магнитное давление на оси проводника.

Согласно формуле (1), кривая «фазового равновесия» определяется теперь соотношением $\mu_2 = \mu_1 + \tilde{P} v_1$, следовательно, для достижения равновесия жидкость—пар при протекании тока необходимо перегреть жидкость на величину $\varkappa_s(P) = T'_s(P) - T_s(P)$, где $T'_s(P)$ — температура «фазового равновесия» при протекании тока, $T_s(P)$ — температура фазового равновесия для свободного проводника. Но начиная с некоторого давления P'_k величина перегрева $\varkappa_s(P)$ становится больше величины смещения, необходимого для перевода жидкости в область абсолютной неустойчивости. P'_k определяется, таким образом, соотношением

$$\varkappa_s(P) = \varkappa_c(P) = T_c(P) - T_s(P),$$

где $T_c(P)$ — температура спинодали.

Зная уравнение бинодали и спинодали, можно найти перенормированное значение критического давления P'_k. Выражение для P'_k, полученное при этом, решает и обратную задачу — определяет величину тока $I_c^p(P)$, который является критическим для данного и более высоких давлений. Другими словами, при протекании в системе тока $I \geqslant I_c^p(P)$ и при поддержании давления, большего или равного заданной величине, переход жидкость—пар не может реализовываться как фазовый переход первого рода. В рамках критической теории Ван дер Ваальса [7] для тока $I_c^p(P)$ можно получить следующее выражение:

$$I_c^p(P) = \bar{I}_c^p\left(1 - \frac{P}{P_k}\right), \quad \bar{I}_c^p = \frac{aI_k(0)}{2.62\xi^{1/2} b\sqrt{B}},$$

$$\xi = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + 2\sigma_2}, \tag{2}$$

где $I_k(0)$ — ток, создающий критическое давление на оси проводника. Параметры a, b и B — константы теории Ван дер Ваальса. Точно так же, рассчитывая величину $\Delta_s(T)$, на которую надо понизить давление относительно бинодали, чтобы обеспечить обращение хотя бы в нуль знаменателя в формуле (1), и приравняв эту величину расстоянию от бинодали до спинодали вдоль изотермы, найдем критический ток I_c^T.[2]

$$I_c^T = \bar{I}_c^T\left(1 - \frac{T}{T_k}\right), \quad \bar{I}_c^T = b\bar{I}_c^p. \tag{3}$$

Для численной оценки будем считать $\sigma_1 \ll \sigma_2$, так что $\xi = 1/2$. Параметры a, b и B возьмем для газа Ван дер Ваальса $a=2$, $b=4$, $B=3/8$. В этом случае $\bar{I}_c^p = I_k(0)/1.31\sqrt{3}$. Характерные значения критических давлений для различных металлов [8, 9] лежат в диапазоне $P_к \sim 1$—10 кбар. При этом критические токи $\bar{I}_c^p$ для таких металлов при радиусе соответствующих проводников $\rho_0 = 0.1$ мм лежат в области $\bar{I}_c^p \sim 5$—10 кА. Такие точки зачастую достигаются на практике.

Различные условия эксперимента могут приводить к доминированию совершенно различных явлений, связанных как с многообразными механизмами МГД неустойчивости [10],

---

[2] Если в системе протекает ток $I \geqslant I_c^T(T)$, а температура поддерживается больше или равной заданной величине T, то фазовый переход жидкость—пар не может реализовываться как фазовый переход первого рода.

так и механизмами внутреннего вскипания [1, 2]. Тем не менее, согласно результатам данной работы, взрыв проволочек может являться следствием сублимации жидкости.

В заключение выражаем благодарность Е. И. Азаркевичу за многочисленные и полезные дискуссии.

Список литературы

[1] *Байков А. П., Бурцев В. Я., Шестак А. Ф.* Препринт ИАЭ СО АН СССР. № 208. Новосибирск, 1983.
[2] *Байков А. П., Шестак А. Ф.* Препринт ИАЭ СО АН СССР. № 320. Новосибирск, 1986.
[3] *Павлов А. П.* Теплофизические исследования жидкостей. Свердловск, 1975. С. 20—24.
[4] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. Сер. Теоретическая физика. М.: Наука, 1982. Т. 8. 620 с.
[5] *Френкель Я. И.* Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
[6] *Руанов А. И.* Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 388 с.
[7] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Сер. Теоретическая физика. М.: Наука, 1976. Ч. 1. Т. 8. 584 с.
[8] *Фортов В. Е.* Препринт ИХФ АН СССР. Черноголовка, 1981.
[9] *Альтшуллер А. В., Бушман А. Б., Жерноклетов Н. В.* и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 741—759.
[10] *Эпельбаум Я. Г.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 3. С. 492—503.