

10. Париле Э. С. Эффект Оже.— Ташкент: Фан, 1969.
11. Винецкий В. А., Холодарь Г. Т. Радиационная физика полупроводников.— Киев. Наук. думка, 1979.
12. Durup J., Plactzman R. Z. Roll of the Auger effect in the displacement of atoms in solids by ionizing radiation // Discuss. Faraday Soc.— 1961.— V. 31, N 3.
13. Джуманов С. Об ионизационном механизме образования точечных дефектов в ионных кристаллах // Радиационно-стимулированные явления в кислородосодержащих кристаллах и стеклах.— Ташкент: Фан, 1978.
14. Гарбер Р. И., Федоренко А. И. Фокусировка атомных столкновений в кристаллах // УФН.— 1964.— Т. 83, № 3.
15. Келли Б. Радиационное повреждение твердых тел.— М.: Атомиздат, 1970.
16. Ботаки А. А., Воробьев А. А., Ульянов В. П. Радиационная физика полных кристаллов.— М.: Атомиздат, 1980.
17. Гришаев В. В., Ерастова А. П., Лебедь Б. М. и др. Радиационно-стимулированная диффузия в оксидах металлов // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы.— 1988.— Т. 24, № 11.
18. Самсонов Г. В. Физико-химические свойства окислов: Справочник.— М.: Металлургия, 1978.
19. Калашников Н. П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах.— М.: Атомиздат, 1981.
20. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН.— 1969.— Т. 99, № 2.

г. Ленинград

Поступила 10/VII 1990 г.,
в окончательном варианте — 22/X 1990 г.

УДК 532.612.4

А. Л. Шабалин

ОБ ИЗМЕНЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ МЕТАЛЛОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В связи с развитием ЭГД-источников ионов особую актуальность приобрел вопрос об изменении коэффициента поверхностного натяжения жидких металлов в сильном электрическом поле. В данной работе сделана попытка оценить этот эффект. Показано, что в предельно сильных полях изменения γ не превышают 10–20 %.

Вопрос об изменении коэффициента поверхностного натяжения жидкого металла в сильном электрическом поле актуален при исследованиях электрогидродинамических (ЭГД) источников ионов [1, 2]. В этих источниках происходит полевое испарение ионов с закругленной поверхности жидкого металла, находящегося в электрическом поле напряженностью $E_0 \sim 10^8$ В/см. Равновесие поверхности обеспечивается за счет равенства капиллярного и электрического давлений:

$$(1) \quad \bar{E}_0^2/8\pi = 2\gamma/r.$$

Зная E_0 и коэффициент поверхностного натяжения γ , из (1) можно рассчитать радиус кривизны эмиссионной зоны r [3], который является чрезвычайно важной характеристикой, определяющей параметры ЭГД-эмиттера.

Однако не исключено, что в электрическом поле величина γ меняется. В обычно достижимых полях такие изменения, видимо, невелики, и нам не удалось найти работы, посвященные этому вопросу. Однако в ЭГД-эмиттерах достигается наибольшая напряженность поля, которое может быть приложено к поверхности (при больших напряженностях очень сильно возрастает эмиссия ионов, пространственный заряд которых экранирует поле), поэтому изменения коэффициента поверхностного натяжения в принципе могут оказаться значительными.

Поверхностная энергия жидкости может меняться в результате ионной эмиссии и проникновения электрического поля в глубь металла. При ионной эмиссии в поверхностном слое атомов образуются «дырки», в результате чего площадь поверхности увеличивается. Для галлия поверхностная плотность атомов $\sigma \sim 10^{15}$ см⁻², что при минимальной устой-

Металл	$\delta, 10^{-8}$ см	ϵ	$E_0, 10^8$ В/см	$\gamma_0, \text{эрг/см}^2$	$\Delta\gamma, \text{эрг/см}^2$
Li	0,63	1,02	1,44	398	29
Na	0,86	1,5	1,06	190	33
K	1,2	1,2	0,67	114	15
Rb	1,3	1,2	0,56	77	11

чивой плотности эмиссионного тока $j = 5 \cdot 10^7$ А/см² [4] соответствует среднему времени жизни поверхностного атома $\tau_0 \sim 3 \cdot 10^{-12}$ с. Если считать, что «дырка» затягивается за время колебания атома в решетке $\tau \sim 2 \cdot 10^{-13}$ с, то «дырками» будет покрыто $\sim 10\%$ площади поверхности, что должно приводить к примерно 10%-му увеличению γ . Причем очевидно, что, если слегка уменьшить напряженность поля (чтобы исчезла эмиссия), этот эффект полностью пропадает.

Другой эффект — изменение поверхностной энергии из-за проникновения электрического поля в глубь металла. Напряженность поля E зависит от глубины проникновения x как

$$(2) \quad E(x) = E_0 \exp(-x/\delta),$$

где $\delta = \sqrt{\epsilon_F / (6\pi n_0 e^2)} \sim 0,5 \cdot 10^{-8}$ см; E_0 — поле на поверхности; $\epsilon_F \approx 5$ эВ — энергия Ферми; n_0 — концентрация свободных электронов [5]. Таким образом, поверхностная энергия поля в металле

$$W_{in} = S \int_0^{\infty} \frac{\epsilon E^2(x)}{8\pi} dx = S \frac{\epsilon}{8} \frac{E_0^2}{\pi} \frac{\delta}{2}$$

(ϵ — диэлектрическая проницаемость ионного остова). Чтобы оценить ϵ , воспользуемся известными величинами поляризуемости ионов металлов χ [6]:

$$(3) \quad \epsilon = 1 + 4\pi\chi n$$

(n — плотность ионов). Разумеется, такие расчеты не вполне корректны, так как в металле из-за деформации электронных оболочек поляризуемость ионов меняется. Однако если рассчитать таким способом диэлектрическую проницаемость серы, кремния и фосфора, то получаются значения $\epsilon = 2,4; 4,4; 3,1$ соответственно, в то время как на самом деле $\epsilon = 3,8; 12,5; 3,9$. Таким образом, расхождения не слишком велики. Причем они связаны с деформацией внешних электронных оболочек, в то время как в ионном остове внешние электроны обобществлены, а внутренние оболочки деформируются гораздо слабее. Поэтому можно ожидать, что оценки ϵ , сделанные по формуле (3) (см. таблицу), достаточно разумны.

Чтобы оценить изменение γ в электрическом поле, рассмотрим небольшой участок сферической поверхности жидкости радиуса R . Рассчитаем изменение энергии при смещении этого участка площадью S на небольшое расстояние ξ , причем перемещение будем производить при неизменном заряде таким образом, чтобы новая поверхность совпала с одной из «старых» эквипотенциалей и распределение электрического поля вне жидкости осталось прежним.

Изменение энергии электрического поля в объеме, занятом смещенной жидкостью,

$$\Delta W_E = -E_0^2 S \xi / 8\pi.$$

Изменение поверхностной энергии жидкости

$$\Delta W_\gamma = \gamma_0 \Delta S = 2\gamma_0 S \xi / R$$

(γ_0 — коэффициент поверхностного натяжения в отсутствие электрического поля).

Изменение энергии электрического поля внутри металла

$$\Delta W_{in} = W_{in}(\Delta S/S + 2\Delta E_0/E_0).$$

При постоянном заряде

$$\Delta E_0 = -E_0\Delta S/S, \quad \Delta W_{in} = -W_{in}\Delta S/S = -\frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi} \delta S \frac{\xi}{R}.$$

В равновесии полное изменение энергии при смещении поверхности должно быть равно нулю, т. е.

$$-E_0^2 S \xi / 8\pi + 2\gamma_0 S \xi / R - \frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi} \delta S \frac{\xi}{R} = 0$$

или

$$2(\gamma_0 - \Delta\gamma)/R = E_0^2/8\pi \quad (\Delta\gamma = \varepsilon \delta E_0^2/16\pi).$$

Значения $\Delta\gamma$ для различных металлов приведены в таблице, причем δ вычислялась по (2), а E_0 — по формулам, предложенным в [7].

Таким образом, в электрическом поле γ незначительно уменьшается (в предельных полях на 10 ÷ 20 %), причем из-за некоторой неопределенности ε значение $\Delta\gamma$ рассчитано не очень точно. Однако автор надеется, что появятся публикации, в которых эта проблема будет рассмотрена более подробно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Электрогидродинамические эмиттеры ионов // ПМТФ.— 1990.— № 2.
2. Melngailis J. Focused ion beam technology and application // J. Vac. Sci. Technol.— 1987.— V. B5, N 2.
3. Шабалин А. Л. О размере эмиссионной зоны электрогидродинамического эмиттера ионов // ДАН СССР.— 1988.— Т. 303, № 2.
4. Коваленко В. П., Шабалин А. Л. О нижней границе величины тока ЭГД-эмиттера // Письма в ЖТФ.— 1989.— Т. 15, № 6.
5. Мюллер Э. В., Цонг Т. Т. Полевая ионная микроскопия.— М.: Наука, 1980.
6. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике.— М.: Атомиздат, 1980.
7. Автоионная микроскопия/Под ред. Дж. Рена и С. Ранганатана.— М.: Мир, 1971.

г. Новосибирск

Поступила 25/IV 1991 г.

УДК 533.6.011.8

Г. А. Рувев, В. М. Фомин, М. Ш. Шавалиев

СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН В ТРОЙНЫХ СМЕСЯХ ГАЗОВ С СИЛЬНО РАЗЛИЧАЮЩИМИСЯ МАССАМИ МОЛЕКУЛ

На основе уравнений трехскоростной трехтемпературной газодинамики [1] проведено численное исследование задачи о структуре ударной волны (УВ) в тройной смеси газов с соотношением молекулярных масс $m_1 \ll m_2 \sim m_3$. Приведены профили скоростей и температур компонентов смеси при числах Маха от 2 до 4 и различных значениях параметров смеси. Из них следует, что внутри УВ возникают сильное разделение и большие разности температур не только между легким и тяжелыми газами, но и между тяжелыми компонентами смеси. Профили температур тяжелых компонентов смеси немонотонные.

1. Введение. Структура УВ в смесях газов с сильно различающимися массами молекул не может быть корректно описана в рамках классических уравнений Навье—Стокса [2]. Здесь необходимо привлечь уравнения многоскоростной многотемпературной газодинамики смесей газов, в которой каждый компонент (или группа компонентов) смеси характеризуется собственными макроскопической скоростью и температурой. На основе таких уравнений задача о структуре УВ в бинарных смесях с