

В.И. Вишняков, Т.В. Грызунова, М.Н. Чесноков

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Плавающий потенциал горячей частицы магния

В работе приведены результаты измерений плавающего потенциала горячей частицы магния. Проведен теоретический анализ процесса измерений. Показано, что изменение диэлектрических свойств плазмы продуктов сгорания в окрестности горячей частицы оказывает существенное влияние на регистрируемые значения потенциала и может сильно исказить реальную величину потенциала горячей частицы.

I. ВВЕДЕНИЕ

Измерение плавающего потенциала довольно распространено в диагностике плазмы [1-4]. Это обусловлено тем, что в любой теоретической модели взаимодействия плазмы с твердым телом для решения уравнения Пуассона необходимо определять потенциал изолированного контакта, то есть плавающий потенциал. Поэтому возникает искушение измерить его.

Однако, измерение плавающего потенциала одиночного зонда, или как в данном случае одиночной горячей частицы, является простой в реализации, но наиболее сложной в плане интерпретации измерений, задачей. Это связано с тем, что полноценная электрическая измерительная цепь предполагает наличие двух контактов с объектом исследования [5]. В данном же случае такой контакт только один. Так как измерение происходит относительно земли, то вторым контактом является контур заземления или связанные с ним металлические предметы.

Таким образом, схема измерения представляет собой некоторый конденсатор способный накапливать заряд, поэтому основной сложностью при таких измерениях является определение параметров этого конденсатора. Настоящая работа посвящена интерпретации измерений плавающего потенциала с учетом изменения емкости измерительной системы.

II. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Изменение потенциала горячей металлической частицы определяли прямым измерением потенциала горящих частиц магния кубической формы с ребром 3-5 мм [6]. Частица набивалась на тугоплавкую стальную иглу и вводилась в горячий поток воздуха. Измерялся потенциал иглы относительно заземленной экранирующей сетки (рис.1). Одновременно измерялся сигнал фотоэлемента, который регистрировал интенсивность излучения горячей частицы.

Частица воспламеняется на одном из острых углов поверхности, затем пламя распространяется в окружающее частицу пространство и в это время частица имеет отрицательный потенциал (рис.2). Затем знак потенциала изменяется и сохраняется таким до окончания горения, причем потенциал частицы затухает

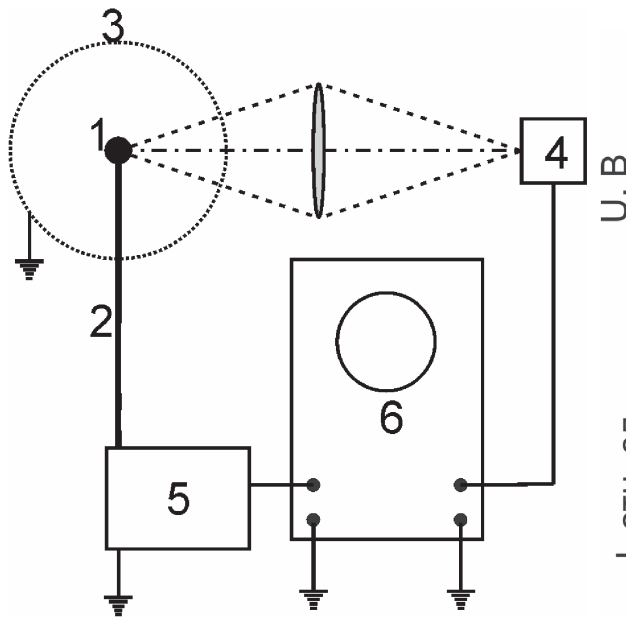


Рис.1. Блок схема измерительной установки.

- 1 – частица магния;
- 2 – металлическая игла;
- 3 – экранирующая сетка;
- 4 – фотоэлемент;
- 5 – электрометр У5-9;
- 6 – осциллограф.

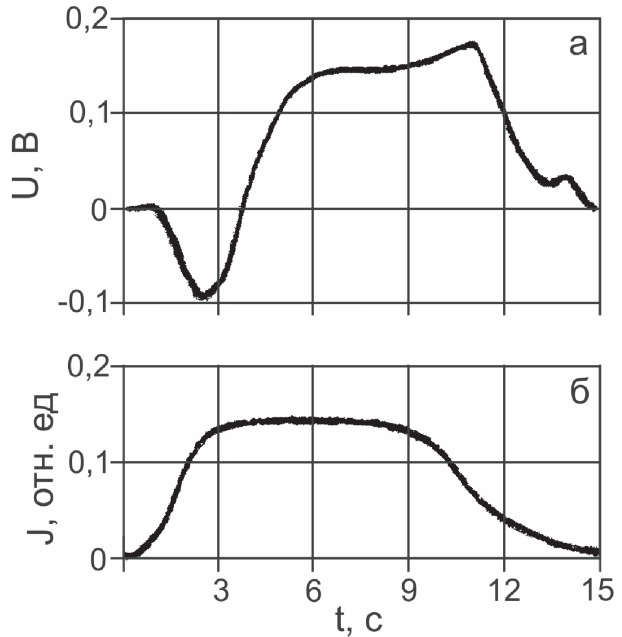


Рис.2 Эпюры измеренного потенциала горячей частицы магния (а) и интенсивности излучения (б).

медленней, чем интенсивность излучения и, кроме того, имеет характерный всплеск, приходящийся на спад интенсивности излучения.

Как мы видим, схема измерения потенциала представляет собой конденсатор сложной геометрии. Одной из пластин конденсатора является экранирующая сетка. Вторая пластина конденсатора – расплавленная капля магния. Между пластинами конденсатора заключен слой плазмы с переменной диэлектрической проницаемостью, которая определяет емкость конденсатора и, соответственно, динамические характеристики измерительной системы [7].

III. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Потенциал изолированного контакта в плазме определяется равенством потоков эмиссии электронов с поверхности частицы и обратного потока электронов из плазмы на поверхность частицы. Поток термоэлектронной эмиссии определяется формулой Ричардсона – Дэшмана:

$$J_e^T = -\frac{4\pi e m_e k^2 T^2}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

где J – плотность тока электронов в направлении от частицы в плазму ($J = qj$, где j – плотность потока частиц, q – их заряд), W – работа выхода электрона. Рассматривается только переход электрона из твердого тела в поверхностный

слой плазмы, не учитывая перенос электрона в невозмущенную область плазмы.

Этот ток уравнивается обратным током поглощения электронов, плотность которого в приближении плоской поверхности можно определить в виде:

$$J_e^{abs} = \frac{1}{4} e n_{es} v_{Te}, \quad (2)$$

где $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ - тепловая скорость электронов, n_{es} - концентрация электронов у поверхности электрода.

Будем считать, что к данной системе применимо распределение Больцмана для концентраций электронов, то есть $n_{es} = n_0 \exp(e\phi_s/kT)$, n_0 - невозмущенная концентрация, $e\phi_s$ - потенциальный барьер на границе частица – плазма, который определяется равенством токов (1) и (2):

$$e\phi_s = kT \ln \frac{J_e^T}{J_{e0}^{abs}}, \quad (3)$$

где $J_{e0}^{abs} = (1/4) e n_0 v_{Te}$ - плотность тока электронов из невозмущенной области плазмы в направлении частицы.

В рассматриваемом эксперименте происходит воспламенение частицы магния и разогрев как слоя плазмы вокруг частицы, так и самой частицы магния. Изменение температуры частицы отстает от ее изменения температуры. Согласно [8-10] примем это время $\tau \sim 0,2$ с. Функциональная экстраполяция этих изменений представлена на рис.3. Именно эти значения будем использовать для дальнейших вычислений, преследуя цель качественно (но не количественно) описать наблюдаемые экспериментально явления.

Ввиду того, что временные зависимости изменения температуры плазмы (T_{pl}) и температуры частицы (T_{prt}) разные, разной будет и динамика изменения тока термоэлектронной эмиссии $J_e^T(T_{prt})$ и обратного тока электронов из плазмы на частицу $J_{e0}^{abs}(T_{pl})$, который определяется степенью ионизации плазмы:

$$J_{e0}^{abs}(T_{pl}) = \frac{1}{4} e \sqrt{\frac{8kT_{pl}}{\pi m_e}} \sqrt{n_A K_S(T_{pl})}, \quad (4)$$

где $n_A \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ - концентрация естественной примеси щелочной присадки, K_S - константа Саха.

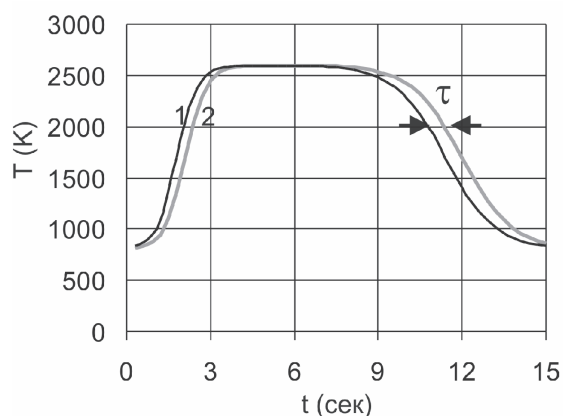


Рис.3. Функциональная экстраполяция изменения температуры слоя плазмы (1) и частицы магния (2).

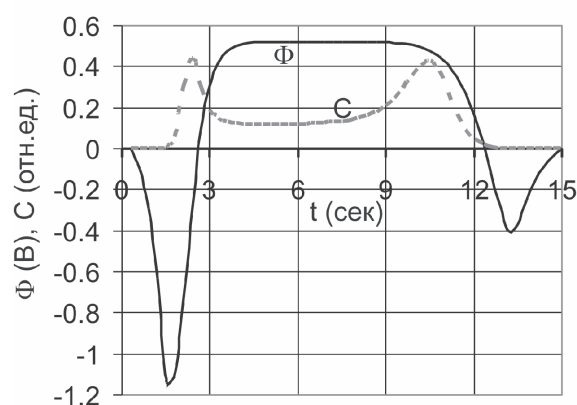


Рис.4. Динамика изменения высоты потенциального барьера (Φ) на границе плазма – частица и емкости слоя плазмы (С).

Уравнения (1), (3) и (4) позволяют определить динамику изменения высоты потенциального барьера на границе частица – плазма (рис.4). В момент образования плазмы температура частицы низкая, поэтому ток термоэлектронной эмиссии достаточно мал, по сравнению с обратным током поглощения электронов, который определяется температурой плазмы. Следовательно, частица начинает приобретать отрицательный заряд и на границе частица – плазма формируется отрицательный потенциальный барьер, который стремится уменьшить ток поглощения электронов. По мере разогрева частицы возрастает ток термоэлектронной эмиссии и потенциальный барьер, равно как и заряд частицы, меняет знак. Это положительное значение высоты потенциального барьера (3) сохраняется в течение стационарного режима горения частицы магния. После завершения горения происходит остывание частицы магния. Ввиду того, что зависимость от температуры тока термоэлектронной эмиссии (1) гораздо сильнее, чем зависимость (4), здесь опять наблюдается изменение заряда потенциала частицы. В реальном случае это, по-видимому, не будет иметь место, так как динамика остывания газа отличается от динамики остывания частицы, что не учитывается в данной реконструкции.

Потенциал частицы, определяемый выражением (3) и представленный на рис.4, не может совпадать с измеренным значением, так как отсутствует замкнутая электрическая цепь, позволяющая измерить разность потенциалов между частицей и плазмой. В рассматриваемом эксперименте существенное влияние на результаты измерений оказывает емкость слоя плазмы. В работе [7] эта емкость определена как

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d} \frac{(d/r_D)^2}{2 \operatorname{sh}(d/r_D)} \left[\frac{\operatorname{th}(e\phi_s/4kT_{pl})}{e\phi_s/4kT_{pl}} \right]^2, \quad (5)$$

где d - толщина слоя плазмы, r_D - длина экранирования, S - площадь электродов, ограничивающих слой плазмы.

Мы не знаем точных значений S и d , поэтому и ограничиваемся только качественным рассмотрением. В данном случае нас интересует зависимость d/r_D от температуры, так как длина экранирования содержит такую зависимость:

$$r_D(T_{pl}) = \sqrt{\epsilon_0 k T_{pl} / 2e^2 n_0} = \sqrt{\epsilon_0 k T_{pl} / 2e^2 \sqrt{n_A K_S(T_{pl})}}.$$

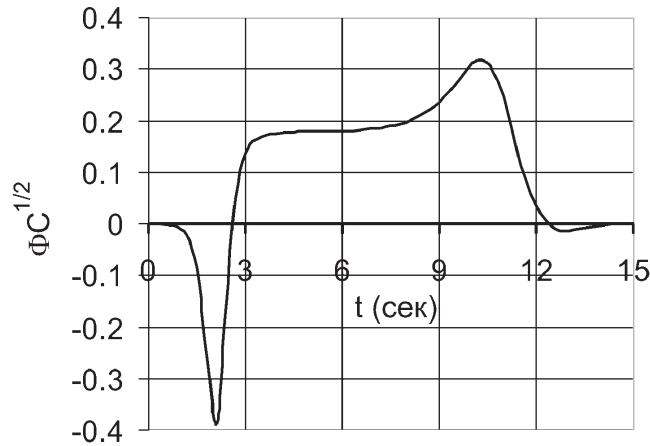


Рис.5. Динамика изменения измеряемого плавающего потенциала

Примем условно значение толщины слоя $d \sim 1\text{мм}$. Тогда динамика изменения относительной емкости $C^* = dC/\epsilon_0 S$ имеет вид, представленный на рис.4. Как отсюда видно, величина емкости имеет два характерных максимума, соответствующих росту и спаду температуры, которые должны влиять на результаты измерений.

Измеряемый плавающий потенциал можно определить исходя из энергии конденсатора $E = C\phi_s^2/2$. Соответственно, измеряемое значение потенциала

$$U_{\text{изм}} \sim \phi_s \sqrt{C^*} \quad (6)$$

На рис.5 представлена динамика изменения измеряемого потенциала (6) с учетом изменения как потенциального барьера на границе частица – плазма, так и с учетом изменения емкости слоя. Отсюда видно качественное совпадение вычисленной зависимости с результатами измерений (рис.2), так как учет изменения емкости слоя приводит к появлению характерного всплеска плавающего потенциала в начале остывания системы.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная интерпретация измерений плавающего потенциала горячей частицы магния весьма условна. Это связано с тем, что мы не рассчитывали теплообмен между частицей и слоем плазмы, и между слоем плазмы и окружающей средой. Динамика изменения температуры слоя плазмы и частицы магния реконструирована нами в очень грубом приближении. Тем не менее, нами получены результаты, совпадающие с экспериментальными данными. Это гово-

рит о том, что изменение диэлектрических свойств плазмы оказывает существенное влияние на результаты измерений и обязательно должно учитываться как при измерениях плавающего потенциала горящих частиц, так и при зондовых измерениях.

Особенно важным учет диэлектрических свойств плазмы оказывается в том случае, когда зондовые измерения производятся в импульсном режиме, что необходимо при исследовании быстропротекающих процессов. В этом случае даже использование двухзондового метода, когда в плазме создается замкнутая электрическая цепь, не гарантирует аутентичность измеряемых величин. Это связано с тем, что прогрев зонда, простреливаемого через плазму, приводит к существенному изменению емкостных характеристик измерительной цепи. В этом случае регистрируемый потенциал и потенциальный барьер на границе зонд – плазма могут существенно различаться.

Литература

1. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение). - М.: Мир. 1978. – С. 201.
2. Чэн Ф. Электрические зонды. – В кн.: Диагностика плазмы под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир. 1967. – С. 94.
3. Шотт Л. Электрические зонды. – В кн.: Методы исследования плазмы под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир. 1971. – С. 459.
4. Chen F.F., Arnush D. The floating potential of cylindrical Langmuir probes // Phys. Plasmas. – 2001. – V.8., No.11. – P. 5051-5052.
5. Вишняков В.И. Свойства изотермического контакта металл – плазма продуктов сгорания. // Физика аэродисперсных систем. – Одесса.: Вища школа. 1989. – в. 32. – С. 147-157.
6. Чесноков М.Н. Динамика образования и физические характеристики конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме горения модельных алюминизированных топлив. // Дисс. д-ра физ.-мат. наук. Одесса. 1986. – 404 с.
7. Вишняков В.И. Статическая диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы. // Физика аэродисперсных систем. – Одесса: Астропринт. 2004. – в. 41. – С. 285-293.
8. Сборник задач по теории горения под ред. Померанцева В. В. // Л.: Энергоатомиздат. – 1983. – 151 с
9. Семенов К.И., Лялин Л.А., Калинин В.В., Копыт Н.Х. Термоэмиссионная зарядка седиментирующих сферических металлических частиц // Физика аэродисперсных частиц. – 2002. – Вып. 39. – С. 261-269.
10. Золотко А.Н., Флорко А.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т.18, № 1. – С.17-22.

V.I. Vishnyakov, T.V. Gryzunova, M.M. Chesnokov

Плаваючий потенціал палаючої частки магнію

АНОТАЦІЯ

У роботі наведені результати виміру плаваючого потенціалу палаючої частки магнію. Проведено теоретичний аналіз процесу вимірювання. Показано, що змінювання діелектричних властивостей плазми продуктів згорання в окрузі палаючої частки подає суттєвий вплив на значення потенціалу, що ресструються, і може дуже викривляти реальну величину потенціалу палаючої частки.

V.I. Vishnyakov, T.V. Gryzunova, M.N. Chesnokov

Floating potential of the burning particle of magnesium

SUMMARY

In paper the results of measurement of the floating potential of a burning particle of magnesium are given. The theoretical analysis of process of measuring has been made. It is demonstrate that change of the dielectric properties of plasma of combustion products in the neighborhood of a burning particle renders essential influence on filed values of potential and can strongly garble real value of the potential of a burning particle.