UNIVERSITY OF PLYMOUTH

PEARL

On stabilisation of adhesive instability of glow discharge by a rotating electric field.

Shapiro, GI

Published in:
Journal of Technical Physics letters, vol 4, issue 17, 1020-1023, 1978 (Pisma v Zhurnal Tekhnischeskoi Fiziki 4, 1020-1023)

Publication date:
1978

Link:
Link to publication in PEARL

Citation for published version (APA):
Shapiro, GI. (1978). On stabilisation of adhesive instability of glow discharge by a rotating electric field. *Journal of Technical Physics letters, vol 4, issue 17, 1020-1023, 1978 (Pisma v Zhurnal Tekhnischeskoi Fiziki 4, 1020-1023)*, *4*(17), 1020-1023.

All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Wherever possible please cite the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content
should be sought from the publisher or author.

Download date: 12. Feb. 2025

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

П И С Ь М А
В
Ж У Р Н А Л
Т Е Х Н И Ч Е С К О Й   Ф И З И К И

том 4

О т д е л ь н ы й   о т т и с к

Л Е Н И Н Г Р А Д
„НАУКА"
Ленинградское отделение
1 9 7 8

Письма в ЖТФ, том 4, вып. 17 12 сентября 1978 г.

О СТАБИЛИЗАЦИИ ПРИЛИПАТЕЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ВРАЩАЮЩИМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Г.И. Шапиро

В работе [1] было показано, что ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда может быть подавлена с помощью быстрых пространственных поворотов вектора электрического поля $\vec{E}$. Однако повороты вектора $\vec{E}$ в одной плоскости не препятствуют развитию пространственных возмущений с волновым вектором $\vec{k}$, перпендикулярным плоскости вектора $\vec{E}$. Стабилизация разряда достигается только тогда, когда вектор $\vec{E}$ описывает в пространстве объемную фигуру, например, конус.

В настоящей работе показано, что для подавления прилипательной неустойчивости, приводящей к образованию страт [2, 3], достаточно поворачивать вектор поля $\vec{E}$ в одной плоскости, а также найдены условия, при которых достигается максимальная стабилизация разряда.

Как известно [2, 3], прилипательная неустойчивость в электроотрицательном газе вызвана тем, что увеличение концентрации электронов n приводит, в силу условия квазинейтральности

$$div\,\vec{j}_e = 0\,, \qquad \vec{j}_e = \mu_e \vec{E} n\,, \tag{1}$$

к уменьшению напряженности поля $|\vec{E}|$, уменьшению частоты гибели электронов в процессе прилипания $\nu_a(E)$ и дальнейшему увеличению n. Здесь j_e – электронный ток (ионным током пренебрегаем), μ_e – подвижность электронов. Поскольку время установления квазинейтральности в обычных для тлеющего разряда условиях мало [$\tau \sim 1/4\pi\sigma$ = 10^{-7}–10^{-8} с при $n \sim 10^9$–10^{11} см$^{-3}$ (σ – проводимость)], то уравнение (1) выполняется не только в постоянном поле, но и при вращении вектора поля $\vec{E}$ с частотой $\omega \ll 4\pi\sigma$.

Из условия отсутствия магнитных сил

$$rot\,\vec{E} = 0 \tag{2}$$

и условия (1) следует, что наиболее сильная связь между флуктуациями n и $|\vec{E}|$, приводящая к развитию неустойчивости, имеется в пространственно неоднородных возмущениях с волновым вектором $\vec{k} \parallel \vec{E}$. При $\vec{k} \perp \vec{E}$ неустойчивость не развивается. При достаточно быстрых ($\omega \gg \nu_a \sim 10^5$–$10^6$ с$^{-1}$) поворотах вектора поля $\vec{E}$ любое пространственное возмущение часть времени

находится в условиях замедленного роста, когда угол φ между $\vec{k}$ и $\vec{E}$ отличен от 0. Поэтому во вращающемся поле инкремент неустойчивости уменьшается, или неустойчивость даже полностью подавляется.

Рассмотрим, для определенности, несамостоятельный разряд в газе, когда коэффициенты электрон-ионной (β) и ион-ионной рекомбинации равны между собой, а отлипание электронов несущественно [3]

$$\frac{dn}{dt} = q - \nu_a n - \beta n n_+\,, \tag{3}$$

$$\frac{dn_+}{dt} = q - \beta n_+^2\,, \tag{4}$$

где q – интенсивность внешней ионизации, n_+ – концентрация положительных ионов. Чтобы более четко выявить эффект стабилизации, связанный с поворотами вектора $\vec{E}$, положим, что амплитуда невозмущеного поля $|\vec{E}|$ не изменяется во времени. Тогда, линеаризуя уравнения (1–4) вблизи стационарного состояния

$$n_+ = \sqrt{q/\beta}\,, \quad n = \frac{q}{\nu_a(E) + \sqrt{q\beta}}\,, \tag{5}$$

переходя к фурье-компонентам пространственных возмущений и усредняя по периоду вращения вектора $\vec{E}$ с учетом $\nu_a \ll \omega \ll 4\pi\sigma$, получим выражение для скорости роста фурье-гармоники возмущений

$$\Omega(\vec{k}) = \nu_a(\hat{\nu}_a \overline{\cos^2\varphi} - 1) - \sqrt{q\beta}\,, \quad \hat{\nu}_a = d\ln\nu_a / d\ln|E|\,.$$

Наибольший инкремент, который и определяет порог неустойчивости, соответствует таким возмущениям, у которых $\overline{\cos^2\varphi}$ максимален. Обозначим $\max\limits_{k}(\overline{\cos^2\varphi}) \equiv \rho$, тогда инкремент неустойчивости равен

$$\Omega = \max_{k} \Omega(\vec{k}) = \nu_a(\hat{\nu}_a\rho - 1) - \sqrt{q\beta}\,. \tag{6}$$

Для различных случаев вращения вектора из [6] получим:

1. В постоянном поле ρ = 1, и получаем известный [3] результат: разряд устойчив ($\Omega < 0$) только при интенсивности внешней ионизации, большей критической $q_{кр}$

$$q > q_{кр,1}(E) = \frac{\nu_a^2}{\beta}(\hat{\nu}_a - 1)^2\,.$$

2. Если вектор $\vec{E}$ колеблется в одной плоскости, описывая сектор с углом раствора $2\psi_m$ по закону $\psi = \psi_m \cos\omega t$, то

$$\rho = \begin{cases} \frac{1}{2}\left[1 + J_0(2\psi_m)\right] & \text{при} \quad \psi_m < 1{,}2, \\ \frac{1}{2}\left[1 - J_0(2\psi_m)\right] & \text{при} \quad 1{,}2 < \psi_m < \pi/2. \end{cases}$$

J_0 – функция Бесселя. Наибольшая стабилизация достигается при ψ_m = 1.2 (ρ = 0.5), так что коэффициент стабилизации ξ равен

$$\xi_2 = \frac{q_{кр,1}(E)}{q_{кр,2}(E)} = \frac{4(\hat{\nu}_a - 1)^2}{(\hat{\nu}_a - 2)^2} \geq 4.$$

3. Если вектор $\vec{E}$ равномерно описывает в пространстве конус с углом полураствора θ, то

$$\rho = \begin{cases} \cos^2\theta & \text{при} \quad \sin^2\theta < \frac{2}{3}, \\ \frac{1}{2}\sin^2\theta & \text{при} \quad \sin^2\theta > \frac{2}{3}. \end{cases}$$

Наибольшая стабилизация достигается при $\sin^2\theta = 2/3$, так что

$$\xi_3 = \frac{q_{кр,1}}{q_{кр,2}} = \frac{9(\hat{\nu}_a - 1)^2}{(\hat{\nu}_a - 3)^2} \geq 9.$$

При $\theta = \pi/2$, когда конус вырождается в плоский круг, коэффициент стабилизации ξ такой же, как в случае 2 ($\xi = \xi_2$).

Эффект стабилизации вращающимся полем выражается в том, что падающая ветвь вольтамперной характеристики, соответствующей формуле [5], или, по крайней мере, ее часть становится устойчивой по отношению к пространственно неоднородным возмущениям.

Рассмотренные примеры показывают, что подавление прилипательной неустойчивости возможно не только при трехмерных поворотах вектора электрического поля, но и при вращении или „качании" в одной плоскости. Этот вывод справедлив и для более сложной электрон-ионной кинетики, чем по уравнениям [3, 4], в частности, при наличии отлипания.

Отметим, что эффект стабилизации разряда быстрым вращением вектора поля $\vec{E}$ имеет общий характер для тех неустойчивостей, в которых скорость развития пространственных возмущений зависит от угла между волновым вектором возмущений и направлением поля. Так что, возможно, высокая стабильность разряда в скрещенных высокочастотном и постоянном полях [4] связана с подавлением неустойчивостей, приводящих к образованию страт. Кроме того, повышению устойчивости способствует ускорение амбиполярной диффузии зарядов под действием высокочастотного и, особенно, вращающегося поля.

Автор благодарит Ю.П. Райзера за постоянное внимание к работе.

Литература

[1] Г.И. Шапиро. Письма в ЖТФ, 2, 451(1976).
[2] W.L. Nighan, W.J. Wiegand, R.A Haas. Appl. Phys. Let., 22, 579(1973).
[3] D.H. Duglas-Hamilton, S.A. Mani. Appl. Phys. Let., 23, 508(1973).
[4] C.O. Brocon, J.W. Davis. Appl. Phys. Lett., 21, 480(1972).

Институт проблем механики АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 15 июня 1978 г.

Письма в ЖТФ, том 4, вып. 17 12 сентября 1978 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЕЙ-ТЕЙЛОРОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ „ОПРОКИНУТОЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ"

Э.Е. Сон

В настоящее время в теории релей-тейлоровской неустойчивости известен лишь один класс нелинейных решений, относящийся к массивным бесконечно тонким пленкам. Первая задача в этом классе была решена Оттом [1], затем это решение было обобщено на цилиндрические и сферические возмущения различных типов в работе [2]. Решение этого класса задач оказалось возможным лишь по той причине, что уравнения движения тонкой пленки, существенно нелинейные в эйлеровых координатах, оказываются линейными при переходе к лагранжевым координатам.

В данной работе получено аналитическое решение нелинейной задачи релей-тейлоровской неустойчивости „опрокинутой мелкой воды" (ОМВ), т. е. слоя жидкости, находящейся в поле тяжести под твердой границей. Уравнения движения ОМВ следуют из уравне-