

На приведенном рисунке показаны три стадии деструкции изоляции в системе плоских электродов при приложении к ним напряжения вида $U = U_0 \cdot l(t)$ в различные моменты времени. Рост “дерева” приводит к существенному искажению электрического поля и ускорению процесса пробоя.

Выводы

1. Разработана численная методика, позволяющая моделировать пространственное и временное развитие процессов электрического старения твердой изоляции.

2. Проведенное сравнение расчетных данных с результатами экспериментов показало, что разработанная модель адекватно описывает процессы электрического старения изоляции конденсаторных секций.

3. Приведен в качестве примера расчет развития во времени и в пространстве процессов деструкции конденсаторной изоляции, расположенной в системе плоских электродов.

Список литературы

- [1] Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука, 1991. 131 с.
- [2] Куперштох А.Л. // Тез. докл. V Всесоюз. школы “Импульсные разряды в конденсированных средах”. Николаев, 1991. С. 56–57
- [3] Фракталы в физике // Под ред. Пьетронеро, Э. Тозатти. М.: Мир, 1988. 670 с.
- [4] Savada Y. et al. // Phys. Rev. 1982. Ser. A. Vol 26. P. 3557.
- [5] Nimeyer L., Pietronero L., Weisman H.J. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1033.
- [6] Кононов В.В. Основы проектирования высоковольтных импульсных устройств. Харьков, 1973. 140 с.

01;09;10

Журнал технической физики, т. 66, в. 2, 1996

ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТ КОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ ПРИ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛН

© И.А.Колмаков

(Поступило в Редакцию 13 марта 1995 г.
В окончательной редакции 24 августа 1995 г.)

В работах [1,2] с позиций гидродинамики показано, что при взаимодействии волн в движущейся относительно излучателей первичных акустических волн частот ω_1, ω_2 среде наряду с вынужденными волнами комбинационных частот $\omega_{c,g} = \omega_1 \pm \omega_2$ одновременно возникают собственные волны комбинационных частот, но с отличными от вынужденных частотами $\tilde{\omega}_{c,g} \neq \omega_{c,g}$, причем разность между ними $\Delta\omega = \tilde{\omega}_{c,g} - \omega_{c,g}$ пропорциональна скорости течения среды U в области взаимодействия первичных волн.

В данной работе на примере волн в плазме будет показано, что и при квантово-механическом описании взаимодействий излучений в

движущихся средах, генерируемых неподвижными излучателями, волны комбинационных частот (частот плазмонов) будут иметь аналогичные изменения.

При рассмотрении волновых взаимодействий в плазме часто используются методы квантово-механического описания, применяемые в физике твердого тела (например, [3]). Между тем в движущейся относительно излучателей первичных волн плазме ситуация видоизменяется: граничные условия приобретают кинематическое содержание. Далее рассматривается подобный случай взаимодействия: первичных альфвеновской и звуковой волн с частотами ω_1, ω_2 (при $\omega_1 > \omega_2$) с образованием альфвеновской волны комбинационной частоты $\omega_{c,g}$; для простоты записи считаем, что первичные волны являются встречными, т. е. угол между волновыми векторами первичных волн $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ равен π и, кроме того, $U \parallel \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_{c,g}$. Закон сохранения импульса (соответственно энергии) при трехволновом взаимодействии плазмонов с образованием плазмона на комбинационной частоте имеет вид

$$\hbar \tilde{\mathbf{k}}_{c,g} = \hbar (\tilde{\mathbf{k}}_1 \pm \tilde{\mathbf{k}}_2) \quad (1)$$

(здесь и далее волнистая линия над символом означает зависимость от U), $\tilde{k}_1 = k_1(1 + U c_a^{-1})^{-1}$; $\tilde{k}_2 = k_2(1 - U c_s^{-1})$; $\tilde{k}_{c,g} = k_{c,g}(1 + U c_a^{-1})^{-1}$; \hbar — постоянная Планка; c_a, c_s — скорость альфвеновской и звуковой волн.

Одновременно с (1) имеем

$$\frac{\omega_{c,g}}{c_a + U} = \frac{\omega_1}{c_a + U} \mp \frac{\omega_2}{c_s - U}. \quad (2)$$

Заметим, что равенства (1), (2) в силу кинематической их сущности справедливы и для волн любой иной природы. С учетом (1) гамильтониан взаимодействия указанных плазмонов в лабораторной системе координат, относительно которой излучатель и приемник плазмонов неподвижны, а плазма движется со скоростью U имеет вид

$$H_{вз} = \sum_{\tilde{\mathbf{k}}_1, \tilde{\mathbf{k}}_2, \tilde{\mathbf{k}}_3} \psi(\tilde{\mathbf{k}}_1, \tilde{\mathbf{k}}_2, \tilde{\mathbf{k}}_3) \left\{ c_1^+ c_2 c_3 \cdot \Delta(\tilde{\mathbf{k}}_1 - \tilde{\mathbf{k}}_2 - \tilde{\mathbf{k}}_3) + c_1^+ c_2^+ c_3 \cdot \Delta(\tilde{\mathbf{k}}_1 + \tilde{\mathbf{k}}_2 - \tilde{\mathbf{k}}_3) + \dots \right\} + \text{э. с.}, \quad (3)$$

где $\psi(\tilde{\mathbf{k}}_1, \tilde{\mathbf{k}}_2, \tilde{\mathbf{k}}_3)$ — амплитуда вероятности слияния и испускания плазмонов; c_2, c_3, c_1^+, c_2^+ — операторы уничтожения и рождения плазмонов (звуковых и альфвеновских); $c_1 \equiv c_{\tilde{\mathbf{k}}_1}^{(\mu)}$, ... и т. д.; μ — вид плазмона.

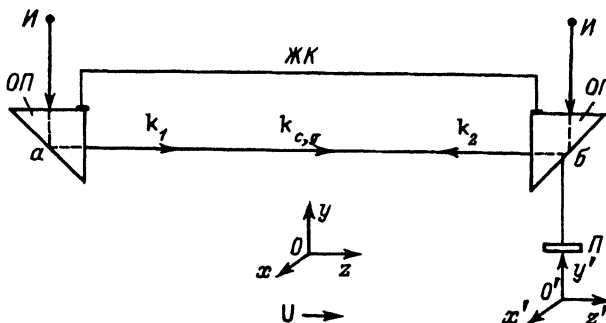
Кинетическое уравнение соответствует испусканию и поглощению альфвеновского плазмона комбинационной частоты

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\tilde{\mathbf{k}}_1, \tilde{\mathbf{k}}_2} \left| \psi(\tilde{\mathbf{k}}_1, \tilde{\mathbf{k}}_2, \tilde{\mathbf{k}}_3) \right|^2 \cdot \{ (n_3 + 1)(n_2 + 1)n_1 - n_3 n_2 (n_1 + 1) \} \times \\ \times \delta(\tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2 - \tilde{\epsilon}_3) \delta(\tilde{\mathbf{k}}_1 - \tilde{\mathbf{k}}_2 - \tilde{\mathbf{k}}_3), \quad (4)$$

где $\tilde{k}_3 \equiv \tilde{k}_{c,g} = (\omega_1 \mp \omega_2 c_a c_s^{-1} - U c_s^{-1} \omega_{c,g}) [c_a (1 + U c_a^{-1}) (1 - U c_s^{-1})]^{-1}$;
 $\tilde{\omega}_{c,g} = \tilde{k}_{c,g} \cdot (c_a + U)^{-1}$; ε — энергия плазмона; $\tilde{\varepsilon}_1 = \hbar \omega_1 (1 + U c_a^{-1})^{-1}$;
 $\tilde{\varepsilon}_2 = \hbar \omega_2 (1 - U c_s^{-1})^{-1}$.

Из (3), (4) видны принципиальные изменения, вносимые кинематическими граничными условиями, а именно частота плазменных комбинационных колебаний $\omega_{c,g}$, приобретает зависимость от скорости течения; движение среды отражается на величинах амплитуды и импульса.

Другим примером задач с подобными граничными условиями (а именно такие граничные условия часто встречаются на практике) может служить оператор электромагнитного поля в движущейся среде. В этом примере экспонента оператора имеет волновой вектор, зависящий от U . Ограничимся приведенными примерами влияния кинематического граничного условия на характер решения задач.



В качестве примера практического использования изложенных здесь и в [1,2] результатов рассмотрим сущность возможного эксперимента по исследованию вопроса о том, увлекается ли “эфиром” световое излучение или нет; это же, но несколько по-иному: является ли скорость света постоянной величиной, не зависящей от движения “источника” света относительно абсолютной системы координат. Принципиальная схема эксперимента приведена на рисунке. Здесь I — излучатели световых сигналов частот ω_1, ω_2 ; $ОП$ — оптические призмы; Π — приемник сигналов. Вся измерительная система имеет жесткую конструкцию $ЖК$, обеспечивающую неподвижность ее элементов относительно друг друга и Земли. Излучатели I создают пучки встречных световых волн и на участке ab между ними образуются волны комбинационных частот $\omega_{c,g} = \omega_1 \pm \omega_2$ (соответственно $\tilde{k}_{c,g} = \tilde{k}_1 \pm \tilde{k}_2$). Если исходить из представления о сложности скоростей, то система координат $X'Y'Z'$, жестко связанная с измерительной системой, движется относительно абсолютной системы координат XYZ со скоростью U (скоростью Земли в абсолютной системе координат). Тогда в $X'Y'Z'$ длины излучаемых волн и волновые числа равны:

$$\tilde{\lambda}_{1,2} = \lambda_{1,2} (1 \pm U c^{-1}), \quad \tilde{k}_{1,2} = k_{1,2} (1 \pm U c^{-1})^{-1}, \quad (5)$$

где c — скорость света ($U \ll c$), а для волн комбинационных частот в области ab (при угле между k_1, k_2 , равном π) с учетом [5]

$$\tilde{k}_{c,g} = \frac{\tilde{\omega}_{c,g}}{\tilde{V}_{c,g}} = \sqrt{\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_2^2 - 2\tilde{k}_1\tilde{k}_2} = k_g \left(1 + \frac{U \omega_c}{c \omega_g}\right) \left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right)^{-1}, \quad (6)$$

где $\tilde{V}_{c,g} = V_{c,g} + U$, $V_c = \omega_c \cdot c \cdot \omega_g^{-1}$, $V_g = \omega_g \cdot c \cdot \omega_c^{-1}$.

Из равенств (6) и (7) следует, что при $\omega_c \gg \omega_g$

$$\tilde{\omega}_{c,g} = \omega_{c,g} \left(1 \pm \frac{U \omega_g}{c \omega_c} \right) \left(1 \mp \frac{U \omega_c}{c \omega_g} \right) \left(1 - \frac{U^2}{c^2} \right)^{-1} \simeq \omega_{c,g} \left(1 - \frac{U \omega_c}{c \omega_g} \right). \quad (7)$$

Таким образом, на основании формулы (7) следует вывод, что в случае, если скорость света действительно постоянна в любых системах координат, то на приемнике сигналов обнаружится, что $\tilde{\omega}_{c,g} = \omega_{c,g}$. В противном случае произойдет изменение частот комбинационных волн, а вместе с этим возникновение, согласно [1], биений во времени между $\tilde{\omega}_{c,g}$ и $\omega_{c,g}$ (экспериментально наблюдаемых в [1]). Заметим, что чувствительность данного метода может быть чрезвычайно высокой, так как частота ω_g может иметь весьма малые значения. В силу этого обстоятельства проведение эксперимента не представит больших трудностей, однако следует иметь в виду, что величина U определяется несколькими движениями: Земли вокруг своей оси и Солнца, Галактики. Помимо использования приведенных выше результатов для решения фундаментальных задач возможны также многочисленные технические приложения, например в расходомерии [4]. Действительно, изложенные представления можно использовать для создания принципиально нового акустического расходомера. Сущность принципа работы такого расходомера состоит в создании распространяющихся в движущейся внутри трубы среде волн частот ω_1, ω_2 . В области наложения таких волн образуются волны комбинационных частот, значения которых определяются формулой (7). По известным значениям $\omega_1, \omega_2, \omega_{c,g}$ и определяются скорость и расход движущейся среды. "Ввод" в поток зондирующих акустических сигналов и прием информации осуществляются путем "приложений" излучающего и приемного преобразователей к внешней поверхности трубы, т. е. без нарушения ее целостности. Обладая преимуществами расходомеров, предложенных в [5], данный расходомер является существенно более простым.

Список литературы

- [1] Колмаков И.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Вып. 10. С. 63–67, 67–69.
- [2] Колмаков И.А. // А.С. № 794530. БИ. № 1. 1978.
- [3] Ахиезер А.И., Барьягтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [4] Киясбейли А.Ш., Измаилов А.М., Гуревич В.М. Частотно-временные ультразвуковые расходомеры и счетчики. М.: Машиностроение, 1984. 127 с.
- [5] Колмаков И.А., Попов И.И., Самарцев В.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 23. С. 37–39.