О. А. Синкевич, Шнурование электрических разрядов и « винтовые солитоны», *ЖТФ*, 1986, том 56, выпуск 4, 752–754

кристалла. Считая, что допустимые углы падения не превосходят 30°, получаем, что при принятой точности толщина не должна превосходить 2 мм (что согласуется с оценкой из длины каустики, равной $2l=kb^2\approx 6$ мм). При такой толщине переход в режим дифракции Рамана—Ната происходит на частотах 50—100 МГц, что и определяет нижнюю граничную частоту метода.

Из вышеизложенного следует, что, несмотря на существенные отличия двух методик в экспериментальном плане, для них обоих существуют принципиальные ограничения на одновременно достижимую точность определения пространственных и частотных характеристик звукового потока. Неопределенность в определении углов дифракции (которая определяется как входной, так и выходной апертурами) приводит к тому, что в фазовом q-пространстве определяется некоторый объем, который характеризует разрешение по q как по угловым координатам, так и по модулю, а конечность засвеченного объема приводит к тому, что спектр относится не к определенной точке кристалла, а является усредненным по этому объему. При этом объемы в q-пространстве и в реальном пространстве связаны соотношением неопределенности.

Литература

[1] *Zucker J., Zemon S.* Frequency spectrum of giant acoustic wave packets generated in CdS by high electric fields. — Appl. Phys. Lett., 1966, v. 9, № 11, p. 398—401.

[2] *Meyer N. I., Jorgenson M. H.* Acoustoelectric effects in piezoelectric Semiconductors with main emphasis on CdS and ZnO. — Festkörperprobleme, 1970, v. 10, p. 21—124.

[3] *Леманов В. В., Шакин О. В.* Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах. — ФТТ, 1972, т. 14, № 1, с. 229—236.

[4] *Hamaguchi C.* Brillouin scattering in hexagonal crystals: calculation of scattering cross section in CdS. — J. Phys. Soc. Japan., 1973, v. 35, № 3, p. 832—841.

[5] *Аристов Ю. В., Рысаков В. М.* Трехмерная дифракция света на звуке и ее использование для анализа распределения усиленного звука в пьезополупроводниках. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, № 4, с. 663—670.

[6] *Lax M., Nelson D. F.* Imaging through a surface of an anisotropic medium with application to light scattering. — J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, № 7, p. 694—704.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 февраля 1985 г.

УДК 533.95 *Журнал технической физики, т. 56, в. 4, 1986*

ШНУРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ И «ВИНТОВЫЕ СОЛИТОНЫ»

О. А. Синкевич

Исследование процессов шнурования электрических разрядов в постоянном и переменном электрических полях представляет интерес для различных физических задач. Несмотря на обширную литературу (см., например, состоящую из 5 частей работу [1], монографию [2] и библиографию к ним), даже в линейной стадии механизма шнурования остается ряд невыясненных вопросов. Практически не исследовано шнурование ряда в СВЧ электрическом поле круговой поляризации в сильностолкновительной, неравновесной ($T_e > T_a$) плазме. В данной работе обсуждается нелинейная стадия ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящая к шнурованию разряда в поле СВЧ волны круговой поляризации.

Не учитывая влияния ионизации на перераспределение греющего электрического поля круговой поляризации

$$\mathrm{E}_0 = (E_0 \cos (K_0 z - \omega_0 t), \quad E_0 \sin (K_0 z - \omega_0 t), \ 0),$$

можно показать, что в плазме при

$$E_0 > E_n \geqslant \left[3 \frac{m^2}{M} k_B (T_e - T_a)(\nu_e^2 + \omega_0^2)/e^2\right]^{1/2}$$

развивается ионизационно-перегревная неустойчивость за времена порядка [3]

$$\tau_I = I / \nu_e \delta k_B T_e.$$

Здесь ν_e — частота упругих столкновений электрона с атомами и ионами; I — потенциал ионизации; $\delta=2m/M$; m — масса электрона; M — масса тяжелых частиц; остальные обозначения общепринятые.

Эту неустойчивость называем ионизационно-перегревной, так как она связана с процессами ионизации и перегрева электронной компоненты. Развитие ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящее к образованию областей с различной температурой и концентрацией электронов, вызывает и перераспределение греющего электрического поля из-за переменных электрических токов, протекающих преимущественно в областях с большей проводимостью. Как показывают различные исследования нелинейной стадии ионизационной неустойчивости, наиболее общим видом возникающих структур являются токовые шнуры. Винтовая форма шнуров разряда может быть связана с влиянием собственного магнитного поля тока и с перераспределением джоулева тепловыделения. Рассмотрим наиболее простую модель, описывающую шнурование электрического разряда в поле круговой поляризации при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости и связанную с перераспределением джоулева тепловыделения.

Пусть на слой плазмы падает волна круговой поляризации с частотой ω_0. Представим электромагнитную волну в плазме в виде

$$\mathbf{E}_0=\xi\,(x,\ y,\ z,\ \tau=\varepsilon t)\exp\left(i\left(K_0 z-\omega_0 t\right)\right)+\text{к. с.},\tag{1}$$

где

$$\xi=E_{0x}+iE_{0y},\qquad \varepsilon<1.$$

Функцию ξ и волновое число K_0 необходимо найти из решения уравнений Максвелла. Считая, что концентрация электронов, их температура и частота столкновений могут быть представлены в виде

$$n_e=n_0\,(1+\varepsilon n_1/n_0),\qquad T_e=T_0\,(1+\varepsilon^s T_1/T_0),\qquad \nu_e=\nu_{e0}\,(1+\varepsilon^p \nu_1/\nu_{e0}),$$

из уравнений гидродинамики для электронов получим соотношение для тока в плазме

$$\mathbf{j}=\left[(1+\varepsilon n_1/n_0)\,\sigma-\frac{\omega_{pe}^2\nu_{e0}\varepsilon^p}{4\pi\,(\nu_{e0}^2+\omega_0^2)}\,\frac{\nu_1}{\nu_{e0}}\right]\mathbf{E}_0,\qquad \sigma=i\,(\omega_0-i\nu_{e0})\,\omega_{pe}^2/4\pi\,(\nu_{e0}^2+\omega_0^2).\tag{2}$$

Считаем выполненными следующие неравенства:

$$\omega_{pe}=\sqrt{4\pi e^2 n_0/m}\ll\omega_0\lesssim\nu_e,\qquad \nu_H=\nu_e\delta k_B T_a/I<1/\tau_I<\nu_e\delta.\tag{3}$$

Изменение концентрации электронов в этом приближении определяется уравнением

$$\frac{I}{n_0}\frac{\partial n_1}{\partial t}=\frac{e^2\,|E_0|^2\,\nu_e}{m\,(\nu_e^2+\omega_0^2)}-3\,\frac{m}{M}\,k_B\,(T_e-T_a)\,\nu_e.\tag{4}$$

Подставляя (2) и (4) в слагаемое $\partial\mathbf{j}/\partial t$ в волновом уравнении для поля и учитывая неравенства (3), приходим к трехмерному нелинейному уравнению для ξ, описывающему распределение электрического поля в плазме

$$\left[i\left(a\frac{\partial}{\partial\tau}+g\frac{\partial}{\partial\tilde z}\right)+\Delta\right]\xi+(\gamma-\delta\,|\xi|^2)\,\xi=0,\tag{5}$$

где

$$a\equiv a_r+ia_i=2+i\varepsilon_1,\quad g=K_0L,\quad \gamma\equiv\gamma_r+i\gamma_i=\varepsilon_1\,(1-\varepsilon_3/\varepsilon_2)+i\varepsilon_1\,(\varepsilon_3+1/\varepsilon_2),$$

$$\delta\equiv\delta_r+i\delta_i=\varepsilon_1+i\varepsilon_1\varepsilon_3,\quad L=c\tau_I\sqrt{\omega_0\tau_I},\quad \varepsilon_1=\omega_{pe}^2\nu_{e0}/\omega_0\,(\omega_0^2+\nu_{e0}^2),\quad \varepsilon_2=1/\omega_0\tau_I,\quad \varepsilon_3=\omega_0/\nu_{e0},$$

$$K_0=\omega_0/c,\quad \tau=t/\tau_I,\quad \Delta=\frac{\partial^2}{\partial\tilde x^2}+\frac{\partial^2}{\partial\tilde y^2}+\frac{\partial^2}{\partial\tilde z^2},\quad \tilde z=z/L.$$

При этом из (3) следует

$$\varepsilon_1\ll 1,\quad \varepsilon_2<1,\quad \varepsilon_3\lesssim 1,\quad \varepsilon_1/\varepsilon_2<1.$$

При выводе уравнения (5) пренебрегли более малыми членами. Это уравнение позволяет найти распределение поля в плазме и отличается от нелинейного уравнения Шрёдингера не только вторым слагаемым в (5), но и комплексностью a. Отметим, что в данном подходе соотношение между $1/K_0$ и характерным размером неоднородности может быть произвольным. Будем искать решение уравнения (5) в виде

$$\xi=R\,(r)\exp i\Psi,\qquad \Psi=m\varphi+\Theta\,(r)-\omega\tau-kz.\tag{6}$$

Здесь R и Θ — неизвестные функции, зависящие только от модуля радиуса $r=\sqrt{x^2+y^2}$ в плоскости поляризации. Подставляя (6) в (5) и приравнивая нулю отдельно действительную и мнимую части, получим уравнения

$$HR-\left(k^2-gk-a_r\omega+\frac{m^2}{r^2}+\left(\frac{d\Theta}{dr}\right)^2-\gamma_r+\delta_r R^2\right)R=0, \tag{7}$$

$$RH\Theta+2\frac{d\Theta}{dr}\frac{dR}{dr}+(\gamma_i+a_i\omega-\delta_i R^2)R=0, \quad H=\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{d}{dr}. \tag{8}$$

Система уравнений (7), (8) для R и Θ содержит свободные параметры (собственные значения) ω и k, выбор которых позволяет получить локализованные в пространстве решения. В частном случае выберем k из соотношения

$$k^2-gk-a_r\omega=0. \tag{9}$$

В этом случае система уравнений (7), (8) сводится к системе, рассмотренной в [4]. Качественные исследования системы (7), (8) при условии (9) и теоремы, доказанные в [4], свидетельствуют о том, что в нашем случае первоначально однородная среда разбивается на винтовые шнуры — области повышенной и пониженной ионизации, — вытянутые вдоль оси z и вращающиеся с частотой ω. Из-за их локализации в плоскости поляризации и перемещения по спирали назовем их «винтовыми солитонами». Приведем оценки для характерного поперечного размера шнура $r_ш$ и частоты его вращения ω

$$r_ш\sim\frac{c}{\omega_{pe}}\left(\frac{mI\,(\omega_0^2+\nu_e^2)^2}{e^2\,|E_0^2|\,\nu_e^2}\right)^{1/2}, \qquad \omega\sim\omega_{pe}^2/\nu_e. \tag{10), (11}$$

Для условий эксперимента [5] оценки порогового поля и размеров шнура приводят к следующим величинам: $E_п\sim10$ кВ/см, $r_ш\sim1$ мм. Кроме отмеченных структур могут существовать и структуры иного типа, особенно при ином соотношении между параметрами ε_1, ε_2, ε_3.

Благодарю И. А. Коссого, обратившего мое внимание на данную задачу, А. А. Рухадзе, участников его семинара и А. С. Дмитриева за полезное обсуждение работы.

Литература

[1] *Giles M. J.* The thermal self-focusing of a wave beam in an underdense plasmas. — J. Plasma Phys., 1983, v. 29, № 3, p. 325—523.

[2] *Гуревич А. В., Шварцбург А. Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.

[3] *Андропов В. Г., Синкевич О. А.* Стабилизация ионизационной неустойчивости ВЧ электрическим полем. — ТВТ, 1974, т. 12, № 1, с. 1—4.

[4] *Cohen D. S., Neu J C., Rosales R. R.* Rotating spiral wave solutions of reaction-diffusion equation. — SIAM J. Appl. Math., 1978, v. 35, № 3, p. 536—547.

[5] *Грицинин С. И., Коссый И. А., Силаков В. П.* и др. Динамика колебательного возбуждения и нагрева азота в процессе и после импульсного СВЧ разряда. — ТВТ, 1984, т. 12, № 4, с. 672—678.

Московский
энергетический институт

Поступило в Редакцию
30 марта 1985 г.

УДК 532.783 | Журнал технической физики, т. 56, в. 4, 1986

ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ АСИММЕТРИИ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА МЕЗОФАЗЫ

Вл. К. Першин, В. А. Коноплев

В работах [1, 2] показано, что асимметрия формы молекул должна учитываться при корректном исследовании жидких кристаллов (ЖК), в которых она может явиться причиной новых эффектов. Изучению влияния молекулярной асимметрии на температурное поведение параметра ориентационного порядка ЖК посвящена настоящая работа.