

## СОЛИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОСТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

А.О.Говоров<sup>1)</sup>, В.М.Ковалев, А.В.Чаплик

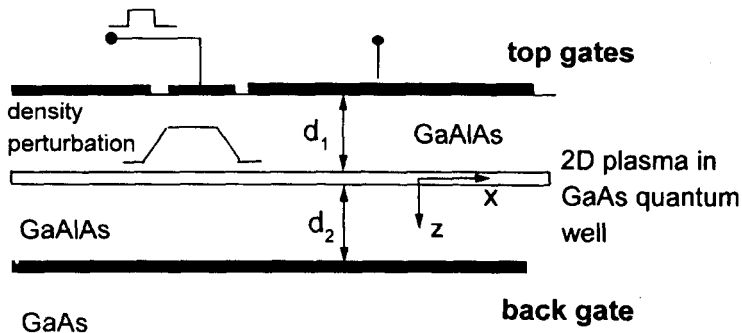
Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН  
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 сентября 1999 г.

Исследуются нелинейные волны в двумерной электронной плазме с экранирующими металлическими затворами. Показано, что в такой системе существуют солитоны, которые описываются уравнением КдФ.

PACS: 73.20.Mf, 73.50.-h

Линейным плазменным волнам в двумерной (2D) электронной плазме посвящено большое число теоретических [1, 2] и экспериментальных [3–5] работ. В нелинейном режиме спектральные характеристики волн начинают зависеть от волновой амплитуды. По нашему мнению, применительно к 2D электронной плазме этот вопрос еще не получил должного освещения в литературе. В недавно появившейся работе [6] исследуются солитоны в краевых магнитоплазмонах (то есть фактически в одномерных образованиях), причем используется модельный подход, основанный на локальном приближении и приближении несжимаемой жидкости.



В данном письме мы исследуем одномерные солитоны в 2D плазме с двумя экранирующими затворами, используя гидродинамическое приближение и реалистичную модель микроструктуры на основе системы GaAs/AlGaAs. Модель рассматриваемой системы показана на рисунке. Волны распространяются в положительном направлении оси  $x$ . Поля в 2D электронной плазме экранируются верхним и обратным затворами (top and back gates). Верхний затвор обычно изготавливается из металла, а обратный затвор часто реализуется в виде высоколегированного слоя GaAs [7]. Нелинейное возмущение в 2D плазме в форме уединенной волны может быть создано с помощью приложения импульса напряжения к изолированному затвору, показанному слева на рисунке. Решение уравнения Пуассона для области, ограниченной

<sup>1)</sup> e-mail: govor@isp.nsc.ru

металлическими поверхностями при  $z = -d_1$  и  $z = d_2$ , дает для фурье-компоненты потенциала в плоскости 2D плазмы ( $z = 0$ ):

$$\phi_k(z = 0) = \frac{4\pi e \bar{n}_k}{|k|\epsilon[\coth(|k|d_1) + \coth(|k|d_2)]}, \quad (1)$$

где  $\bar{n}_k$  – фурье-компонента возмущения плотности заряда,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость и  $d_1, d_2$  – ширины барьеров. Фурье-преобразование применялось по координате  $x$ . В длинноволновом приближении ( $kd_1, kd_2 \ll 1$ ) уравнение (1) приводит к следующему выражению для электрического поля в плоскости системы  $E_{\parallel} = -\partial\phi(z = 0)/\partial x$ :

$$E_{\parallel} = -\frac{4\pi e \bar{d}}{\epsilon} \frac{\partial \bar{n}(x, t)}{\partial x} - \frac{4\pi e \bar{d}^2}{3\epsilon} \frac{\partial^3 \bar{n}(x, t)}{\partial x^3}. \quad (2)$$

Здесь  $d = d_1 + d_2$ ,  $1/\bar{d} = 1/d_1 + 1/d_2$  и  $t$  – время. В уравнении (2) мы удержали только два первых члена разложения по параметрам  $d_{1(2)}/L$ , где  $L$  – характерный латеральный размер солитона. Кроме того, мы пренебрегли эффектами запаздывания. Уравнения нелинейной гидродинамики 2D плазмы имеют вид

$$m \frac{\partial v}{\partial t} + m v \frac{\partial v}{\partial x} = e E_{\parallel} - \frac{m \gamma}{N_0} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (3)$$

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} e n v = 0, \quad (4)$$

где  $v(x, t)$  – скорость плазмы,  $m$  – масса электрона,  $\gamma = v_F^2/2$  и  $v_F$  – скорость Ферми. Плотность электронов  $n = \bar{n} + N_0$ , где  $N_0$  – равновесная концентрация.

В линейном приближении ( $\bar{n} \ll N_0$ ) и при учете только первого слагаемого в выражении (2) решение системы уравнений (2)–(4) для волны, бегущей в положительном направлении оси  $x$ , зависит только от координаты  $\xi = x - v_p t$ , где  $v_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0 \bar{d}/\epsilon m + v_F^2/2}$ . Таким образом, в этом приближении для уединенной волны  $v(x, t) = v_p \bar{n}(x, t)/N_0$ . Это следует из (4) после интегрирования. Теперь введем новые координаты  $\xi$  и  $\tau = t$  в уравнениях (2)–(4). Зависимость от  $\tau$  будем считать слабой, так как она возникает только при учете нелинейности и дисперсии скорости плазмона. Тогда, комбинируя (2)–(4) и интегрируя один раз по  $\xi$ , приходим к уравнению типа КдФ [8]:

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial \tau} + \frac{3}{2} \frac{v_p}{N_0} \bar{n} \frac{\partial \bar{n}}{\partial \xi} + \frac{v_p \bar{d}^2}{6} \frac{\partial^3 \bar{n}}{\partial \xi^3} = 0. \quad (5)$$

Это уравнение было получено при условиях  $\bar{n} \ll N_0$ ,  $L \gg d_{1(2)}$  и  $4\pi e^2 N_0 \bar{d}/\epsilon m \gg v_F^2$ . Уравнение (5) имеет решения в виде солитона, которые зависят от переменной  $\eta = \xi - u\tau$ , где  $u = v_p(\bar{n}_{max}/2N_0)$  [9]. Скорость солитона есть  $v = v_p(1 + \bar{n}_{max}/2N_0)$ . Его форма:

$$\bar{n}(\eta) = \bar{n}_{max} \cosh^{-2}\left(\frac{\eta}{2\bar{d}} \sqrt{\frac{3\bar{n}_{max}}{N_0}}\right) \quad [9].$$

Приведем оценки для характеристик солитона. Для типичных параметров системы  $N_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $d_1 = d_2 = 2000 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon = 12.5$  и  $m = 0.07m_0$  получаем значение скорости  $v_p = 1.9 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ . Характерный размер солитона

$$L \sim \frac{2}{\sqrt{3}} d_1 \sqrt{\frac{N_0}{\bar{n}_{max}}} \sim 7000 \text{ \AA}$$

в случае  $\bar{n}_{max} = 0.1N_0$ . Образование солитона возможно лишь в плазме с высокой подвижностью, где время формирования солитона много меньше транспортного времени релаксации плазмы  $\tau_t$ . Характерное время формирования устойчивой формы солитона определяется вторым или третьим слагаемым в (5). Его оценка –  $\tau_1 \sim (N_0/n_{max})^{3/2} d_1/v_p \sim 3 \cdot 10^{-12}$  с, для приведенных выше параметров. Условие  $\tau_1 \ll \tau_t$  может легко реализоваться на практике. Например, для двумерной плазмы с подвижностью  $\mu \sim 3 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с время  $\tau_t \sim 10^{-10}$  с. Наблюдать солитонный режим в 2D плазме можно было бы в экспериментах с временным разрешением (time resolved experiments). Регистрируя время прохождения импульса между возбуждающим и приемным электродами, можно проверить зависимость его скорости от  $\bar{n}_{max}$ , то есть, в конечном счете, от амплитуды импульса напряжения на возбуждающем электроде (в линейном режиме скорость плазмона не зависит от амплитуды волны). Для типичных латеральных размеров образцов ( $\sim 0.3$  см) речь идет об интервалах времени порядка нескольких наносекунд.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты #99-02-17019, #99-02-17127) и Программы "Физика твердотельных наноструктур".

- 
1. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, No.2, 1982.
  2. A.V.Chaplik and M.V.Krashennnikov, Surf. Sci. **98**, 533 (1980).
  3. C.C.Grimes and G.Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
  4. S.J.Allen Jr., D.C.Tsui, and R.A.Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
  5. T.N.Theis, J.P.Kotthaus, and P.J.Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977); Surf. Sci. **73**, 434 (1978).
  6. C.Wexler and A.T.Dorsey, Phys. Rev. Lett. **82**, 620 (1999).
  7. W.R.Frank, A.O.Govorov, J.P.Kotthaus et al., Phys. Rev. **B55**, R1950 (1997).
  8. D.A.Dahl and L.J.Sham, Phys. Rev. **B16**, 651 (1977).
  9. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979.