

света и в темноте, при этом продукт темновой реакции идентифицируется как Ag_3AsS_3 (прустит).

В связи с таким многообразием наблюдавшихся продуктов реакции разумно предположить, что при разных условиях протекания реакции, например, при разных интенсивностях света, а значит при разных скоростях поступления серебра в область протекания реакции образуются разные продукты. Так, если при облучении „сильным“ светом образуется Ag_2S , являющийся суперионным проводником, обеспечивающим легкое прохождение ионов серебра, то в случае света малой интенсивности может образовываться продукт, близкий к продукту темновой реакции, т. е. Ag_3AsS_3 , ионная проводимость которого значительно ниже. По предварительным данным, такие предположения подтверждаются результатами исследования продукта реакции методом ЭСХА. Образовавшийся Ag_3AsS_3 может служить, таким образом, слоем, блокирующим дальнейшее проникновение ионов серебра.

Подробные результаты исследования этого нового явления будут опубликованы позже.

Л и т е р а т у р а

- [1] Костышин М.Т., Михайловский Е.В., Романенко П.Ф. - ФТТ, 1966, т. 8, с. 571.
- [2] De Neufville J.P., Mose S.C., Ovschinsky S.R. - J. Non-Cryst. Solids, 1973, v. 13, p. 141.
- [3] Salik J, Nadviv S. - Phys. Stat. Sol., 1974, v. A38, p. 177.
- [4] Mataka A., Kikuchi M. Proc. 4th Conf. Solid State Devices Tokyo, 1972, p. 239.
- [5] Kluge G. - Phys. Stat. Sol., 1987, v. 101, p. 105.
- [6] Колотов А.В., Любин В.М. - ФТТ, 1984, т. 23, с. 2522.

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ ДРЕЙФОВЫМ ПОТОКОМ НОСИТЕЛЕЙ В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-ПОЛУПРОВОДНИК

Н.Е. Вигдорчик, И.В. Иоффе

Как известно, в структуре ферромагнетик-полупроводник возможно усиление поверхностных магнитостатических волн (МСВ) направленным потоком носителей [1-4].

С другой стороны, в ферромагнитных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) возможно распространение солитонов огибающей МСВ, описываемых нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [5, 6]. Недавно эти солитоны были обнаружены экспериментально [7].

В настоящей работе показана возможность усиления солитонов огибающей поверхностных МСВ электронным потоком, если дрейфовая скорость достигает определенного предела. При малой надкритичности и больших временах возникает многосолитонный режим, причем солитоны останавливаются и выравниваются по амплитуде [8, 9]. Для получения НУШ с комплексными коэффициентами используем подход, разработанный в [6, 10], и воспользуемся дисперсионным уравнением $G(k, \omega) = 0$, описывающим связанные колебания поверхностных МСВ и продольного электрического поля в системе пленка ЖИГ — полупроводник [2] в предельном случае полубесконечного полупроводника и тонкой пленки ЖИГ толщиной d ($kd \ll 1$). Здесь k — волновой вектор связанных волн в направлении поверхности раздела сред.

В случае комплексного уравнения $G(k, \omega) = 0$ возникает отличие от [6, 10]. Анализ уравнения Ландау-Лифшица с затуханием, аналогичный [11], для безграничной среды показывает, что кроме члена $i \operatorname{Re} \left(\frac{\partial G}{\partial \omega} \right) \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ следует добавить слагаемое $i \operatorname{Im} \omega \cdot \varphi$ в НУШ для амплитуды φ потенциала магнитного поля [6]. Такой подход полностью эквивалентен [9]. Тогда нелинейное параболическое уравнение с комплексными коэффициентами будет иметь вид в одномерном случае

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + v_{gp} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - i\alpha \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - i\alpha |\varphi|^2 \cdot \varphi = \\ = \Gamma_0 \cdot \varphi + i\Gamma_1 \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \beta \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $v_{gp} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega_M^2 d}{4\omega_0}$ — групповая скорость поверхностных МСВ,

$$\begin{aligned} \alpha \equiv \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} = \frac{\omega_M^2 d^2}{16\omega_0^3} \left(1 + \frac{8\omega_0^2}{\omega_M^2} \right), \\ \alpha \equiv \frac{\partial \omega}{\partial |\varphi|^2} = \frac{\omega_H \cdot \omega_M}{4\omega_0^3} (2\omega_H^2 + \omega_M^2), \end{aligned}$$

$$\Gamma_0 \equiv \text{Im } \omega = \frac{\varepsilon \omega_{\text{пл}}^2}{c^2 k^2} \frac{\omega_M}{16} \left(1 + \frac{2\omega_0}{\omega_M}\right) \left(\frac{\omega_0 - kv_0}{\nu}\right) +$$

$$+ \frac{\gamma \omega_0}{2} \left(\frac{\omega_M^2 + \omega_H^2}{\omega_H \cdot \omega_M}\right),$$

$$\Gamma_1 \equiv \text{Im } \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\varepsilon \omega_{\text{пл}}^2}{c^2 k^3} \left(\frac{2\omega_0 - kv_0}{\nu}\right) \frac{\omega_M}{16} \left(1 + \frac{2\omega_0}{\omega_H}\right),$$

$$\beta = \frac{3}{8} \frac{\varepsilon \omega_{\text{пл}}^2}{c^2 k^4 \nu} \cdot \frac{\omega_H \cdot \omega_0 (\omega_M + 2\omega_0)}{\omega_M}.$$

Здесь $\omega_H = \frac{eH}{mc}$, $\omega_M = \frac{4\pi e M_0}{mc}$, $\frac{e}{mc}$ - гиромагнитное отношение, M_0 - намагниченность насыщения, $\omega_0 = [\omega_H(\omega_H + \omega_M)]$, $\omega_{\text{пл}}$ - плазменная частота, ν - частота электронных столкновений, v_0 - дрейфовая скорость носителей; $\gamma \ll 1$ - безразмерный параметр, которому пропорциональны потери в ферромагнетике.

Уравнение (1) получено в предположении $|\omega - kv_0| \ll \nu$, $\varepsilon \omega_{\text{пл}}^2 \ll k^2 c^2$. Поэтому правую часть уравнения (1) можно рассматривать как возмущение. В пренебрежении правой частью НУШ имеет следующее солитонное решение:

$$\varphi_0 = \frac{A \exp[-ikx + i(v_{2p} \cdot k + \alpha k^2 + \frac{\alpha A^2}{4})t]}{\text{ch}[q(x - Wt)]}, \quad (2)$$

$$q = A\sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha}}, \quad W = v_{2p} - 2\alpha k.$$

Решение возмущенного НУШ будем искать методом медленно меняющегося профиля в виде [12]

$$\varphi = A \cdot \varphi_0 [(q + \delta q \cdot t)(x - Wt)] \cdot e^{\alpha/t}. \quad (3)$$

Для определения δq воспользуемся условием ортогональности $\frac{\partial \varphi}{\partial q}$ с членами, рассматриваемыми как возмущение [12], и найдем

$$\delta q = 4q(\Gamma_0 - \Gamma_1 \cdot k). \quad (4)$$

Тогда выражение для $\alpha(t)$ с учетом начального условия $\alpha(0) = 0$ будет иметь вид

$$\alpha(t) = -(\Gamma_0 - \Gamma_1 k) \cdot t + i \Gamma_1 \cdot \frac{v_{2p}}{W} \cdot \ln \frac{ch[q(x - Wt)]}{chqx} + 2(\Gamma_0 - \Gamma_1 k) \int_0^t q(x - Wt) \cdot th[q(x - Wt)] dt.$$

Отсюда видно, что условие усиления поверхностных магнитостатических солитонов огибающей имеет вид

$$k v_0 > \frac{3}{2} \omega_0 \left[1 + \frac{\gamma c^2 k^2 \cdot \gamma}{\epsilon \omega_{пл}^2 \cdot \omega_M} \cdot \max[1, (\omega_M / \omega_H)^{3/2}] \right] \times \max[1, (\omega_M / \omega_H)^{1/2}], \quad (6)$$

что отлично от условия усиления линейных МСВ, найденного в [2]. Оценим возможность выполнения (6) для пленки ЖИГ и пластины $n\text{-InSb}$, используя данные [2, 4]: $v_0 = 5 \cdot 10^7$ см/с, $\gamma = 10^{-4}$, $\gamma = 3 \cdot 10^{11} \frac{1}{c}$, $n = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $\omega_M = 3 \cdot 10^{10} \frac{1}{c}$. Тогда условие (6) примет вид

$$\frac{k}{10^8 + k^2} > 2 \cdot 10^{-5}, \quad (7)$$

что удовлетворяется при

$$2 \cdot 10^3 < k < 5 \cdot 10^4.$$

Отметим, что зависимость (7) как функции k совпадает с [9]. Этот результат справедлив при малой надкритичности и малых временах

$$\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t} \ll kW. \quad (8)$$

При больших временах $t \rightarrow \infty$ и малой надкритичности рассмотрение проводится методом, аналогичным [8, 9]. Можно показать, что слагаемое $i\gamma \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}$ в (1), отсутствующее в (8), не изменяет полученных в [8, 9] результатов. Возникает многосолитонный режим со стационарными амплитудами; солитоны при этом останавливаются а амплитуды выравниваются:

$$W \rightarrow 0; \quad \varphi \rightarrow \sqrt{2} \pi M_0 \cdot \frac{kd \cdot \omega_M}{\sqrt{\nu \omega_H}} \max \left[1, (\omega_M / \omega_H)^{1/4} \right]. \quad (9)$$

Л и т е р а т у р а

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. – Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, в. 5, с. 897-917.
- [2] Лукомский В.П., Цвирко Ю.А. – ФТТ, 1973, т. 15, в. 3, с. 700-705.
- [3] Вашковский А.В., Зубков В.И. – Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 4-6.
- [4] Смоленский Г.А., Миронов С.А., Агеев А.Н., Стинсер Э.П., Лебедь Б.М., Лопатин В.П., Обрубов О.П. – Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, с. 774-777.
- [5] Лукомский В.П. – Украинский физический журнал, 1978, т. 23, № 1, с. 134-139.
- [6] Звездин А.К., Попков А.Ф. – ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 2, с. 606-615.
- [7] Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г., Слави А.Н. – Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, в. 7, с. 343-347.
- [8] Рабинович М.И., Фабрикант А.Л. – ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2, с. 617-629.
- [9] Фабрикант А.Л. – ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 2, с. 470-479.
- [10] Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах, М.: Наука, 1973. 176 с.
- [11] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наук. Думка, 1983. 192 с.
- [12] Давыдов А.С. Солитоны в молекулярных системах, Киев: Наук. Думка, 1984. 287 с.

Поступило в Редакцию
1 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
28 марта 1988 г.