

АКУСТОІНДУКОВАНА ФОТОГАЛЬВАНІКА ПОЛІМЕРІВ*

Михайло Ясінський

В роботах [1,2] показано принципову можливість появи балістичного фотогальванічного (ФГ) струму в нецентросиметричних напівпровідниках. В той же час зовсім не вивчено це явище в полімерних матеріалах, де немає кристалічної симетрії. При цьому найбільш цікавим є можливість використання цього ефекту в друкарських формах. Основна причина, яка стоїть на перешкоді впровадженню цього явища полягає в недостатній вивченості фізичних принципів цього явища. Основними такими механізмами є інтерференція електрон-діркових і електрон-фононних взаємодій.

В даній роботі зроблена спроба показати шляхи направлених змін властивостей цих матеріалів в цілях збільшення величини даного ефекту. Крім того запропоновано штучно збільшити другий механізм шляхом стимуляції лінійного балістичного ФГ струму монохроматичним ВЧ-звуком. При цьому виникає можливість керування ФГ струмом, оскільки його величина і напрямок визначається відповідним потоком фононів. Істотним є те, що акустоіндукований ФГ-струм є пропорційний густині фононів і є набагато більшим звичайного ФГ струму, (при кімнатних температурах і інтенсивностях звука більших 1 МВт/см^2).

Розглянемо ВЧ-звук $\bar{g}e \gg 1$ (\bar{g} — квазі хвильовий вектор квазі фонона, e — довжина вільного пробігу електрона). Для розрахунку акустоіндукованого ФГ-струму запишемо кінетичне рівняння для функції розподілу фотоелектронів $f(\bar{p})$ в полі звукової хвилі:

$$\frac{\bar{j} - f^{(0)}}{\tau_p(\varepsilon)} + St \nabla_{\bar{p}} [f] + G_0 \delta(\varepsilon - \varepsilon_0) + G^{as}(\bar{p}) = 0 \quad (1)$$

Перший і другий доданки відповідають зіткненням електро-

*Виражаю щиро подяку Я.Касперчику за надану допомогу
© Ясінський М., 1997

нів з вибранною хвилею і звуком, третій і четвертий — відповідають ізотропним і асиметричним частинкам швидкості генерації електронів із НОМО — в LUMO; $f^{(0)}$ — рівноважна функція розподілу; $\tau_v(\varepsilon)$ — час релаксації імпульсу; ε_0 — початкова енергія збудження; $G_0 g(\varepsilon_0)$ — число електронів, що поступає в LUMO-смуги; $g(\varepsilon_0)$ — густина станів.

З рівняння (1) слідує, що струм \bar{j} буде рівний:

$$\bar{j} = \frac{e}{m} \sum_{\vec{p}} \vec{p} (f - f^{(0)}). \quad (2)$$

Остаточно акустоелектричний сигнал може бути записаний у вигляді:

$$j_{ae} = \frac{em}{\pi\Gamma} |\xi_g|^2 v_g \omega_g \gamma_0 \tau_c(\varepsilon_0) \tau_p(T) \Gamma\left(\frac{1}{2}, x_1\right) \bar{x};$$

$$\tau_p(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

де ξ_g — матричний елемент електрон-вібронної взаємодії; ω_g і

v_g — частота і густина зовнішніх вібронів; $x = \frac{\varepsilon}{T}$, $\varepsilon_1 = \frac{g^2}{8m}$,

$\bar{x} = \frac{\bar{g}}{g}$, $\Gamma(\mu, x)$ — неповна гамма-функція; $\tau_c(\varepsilon)$ — час життя електрона в LUMO-смугі.

Густина акустоіндукованого ФГ-струму:

$$j^{ind} = \frac{e}{m} \sum_{\pi} \vec{\pi} \tau_{\pi}(\varepsilon) G^{aS}(\vec{\pi}) \quad (4)$$

Швидкість інерції обчислюємо за другим порядком теорії збурень, враховуючи процеси з реальним поглинанням фотона і фонона:

$$G^{aS}(\vec{\pi}) = 2\pi \left| \frac{W_{a\pi'\xi\pi'}^{form} \cdot W_{\xi\pi'\xi\pi}^{ze(\pm)}}{\Omega + \varepsilon - \varepsilon_{\xi} + i\Theta} \pm \frac{W_{\omega\pi}^{ze(\pm)form} \cdot W_{\omega\pi\xi\pi}}{\pm\omega\bar{g} + \varepsilon - \varepsilon_{\xi} + i\Theta} \right|^2 \times$$

$$\times \delta \left[\Omega + \varepsilon_{\omega\pi} + \omega g - \varepsilon_{\xi\bar{x}} \right], \quad (5)$$

де

$$W_{\xi\bar{x}}^{ze(\pm)} = G_{\bar{g}} \sqrt{N\bar{g}} \delta\bar{\pi}' \pm \bar{g}\bar{\pi};$$

$$W_{\omega\pi}^{form} = \frac{eA}{m_0 c} (\bar{e}\bar{\pi}) \quad (6)$$

m_0 — маса вільного електрону; \bar{A} — векторний потенціал поля світлової хвилі ($\bar{A} = A\bar{e}$). Оператор імпульсу вибираємо у виді:

$$\bar{\pi} = const(\bar{s} + 2\gamma\bar{p}); \quad (7)$$

$\bar{\xi}$ — полярна вісь кристалу; γ — параметр, що характеризує степінь асиметрії. Враховуючи, що

$$\varepsilon_{\xi\bar{x}} = \frac{\pi^2}{2\mu_c}, \quad \varepsilon_{\omega\pi} = -\varepsilon_g - \frac{\pi^2}{2\mu_{hc\gamma_0}}, \quad \varepsilon_0 \gg \omega\bar{g},$$

а також підставляючи (5)-(7) в (4), отримуємо:

$$j^{ind} = \frac{e\mu}{\pi\omega\bar{g}} |\xi\bar{g}|^2 \cdot N\bar{g}G_0\tau_p(\varepsilon_0)\gamma(\bar{e}\bar{g})(\bar{e}\bar{S})\bar{x},$$

$$\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_n^{-1}. \quad (8)$$

Крім того, $\frac{1}{\tau_p(\Gamma)} = \frac{|\xi\bar{g}|^2 (2\mu\Gamma)^{3/2}}{\pi\omega\bar{g}}$, що вказує на те, що кінцевий результат можна записати:

$$\bar{j} = j_0 \left[\bar{x}\Gamma \left(\frac{1}{2}, x_1 \right) + \frac{\mu\Gamma}{\mu\sqrt{x_0} \tau_c(\varepsilon_0)\omega g^2} \gamma(\bar{e}\bar{g})(\bar{e}\bar{\xi})\bar{x} \right] \quad (9)$$

Тут введено позначення

$$j_0 = \frac{e\omega\bar{g}^2 N\bar{g}}{2\sqrt{2m} T \frac{5}{2}} G_0 \tau_\varepsilon(\varepsilon_0) \quad (10)$$

При усередненні по напрямку поширення звуку і по поляризації світла отримаємо:

$$(\bar{e}\bar{g})(\bar{e}\bar{S})\bar{x} - \frac{1}{3}g\bar{e}(\bar{e}\bar{S}) \text{ і } (\bar{e}\bar{g})(\bar{e}\bar{S})\bar{x} \rightarrow \frac{1}{3}(\bar{g}\bar{c})\bar{x}. \quad (11)$$

Ми провели розрахунки залежності розрахованого по цій методиці ФГ струму від кількості полімерних ланок (див. рис.1). Видно, що з ростом кількості мономерних ланок має місце квазіперіодичне зростання ФГ-струму, яке відображає специфіку взаємодії світла і звуку в полімерах. Найкращі параметри отримані для поліуретанів в районі $n=120\ldots 140$, що добре узгоджується з нашим експериментом (суцільна крива). Трохи гірші показники для полівінілового спирту. Найгірші ці параметри для поліацетиленів.

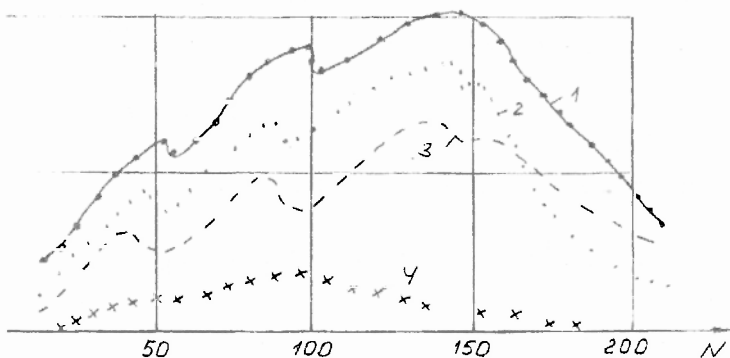


Рис. 1 Залежність фотогальванічного струму від кількості полімерних ланок: 1—поліуретан (експ.); 2—поліуретан (теор.); 3—полівініловий спирт (теор.); 4—поліацетилен

Таким чином, можна запропонувати використовувати ці матеріали як добрі ФГ детектори.

Литература

1. *Белинчер В.И., Стурман Е.И.* Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии - УФН, 1980, 130, в 3, с.415-418.
2. *Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е.* Фотогальванические эффекты в полупроводниках. - В кн.: Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980, с.275-293.