

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ЭЛЕКТРОНА ПРОВОДИМОСТИ В КВАЗИОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЕ «КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ПОЛУПРОВОДНИК – МАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК»

Н. А. Поклонский, Т. И. Бакланов, С. А. Вырко

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: poklonski@bsu.by*

Впервые аналитически решена задача о дрейфовой миграции одиночного электрона проводимости в квазиодномерном кристаллическом полупроводнике с индуктивным окружением. При однофотонном межзонном возбуждении полупроводника (как двухполюсника) вблизи катода, электрон дрейфует к аноду. Влияние внешней распределенной индуктивности на дрейф фотоэлектрона учитывалось посредством введения эффективной индуктивной массы электропроводности электрона. В приближении Друде–Лоренца показано, что разность между индуктивной массой электрона и его обычной эффективной массой в отсутствие индуктивного окружения пропорциональна погонной индуктивности окружения.

Ключевые слова: квазиодномерный кристаллический полупроводник; электрон проводимости; погонная индуктивность окружения; индуктивная эффективная масса электрона проводимости.

EFFECTIVE MASS OF CONDUCTION ELECTRON IN QUASI-ONE-DIMENSIONAL SYSTEM “CRYSTALLINE SEMICONDUCTOR–MAGNETIC DIELECTRIC”

N. A. Poklonski, T. I. Baklanov, S. A. Vyrko

*Belarusian State University, Nezavisimosti av. 4, 220030 Minsk, Belarus
Corresponding author: N. A. Poklonski (poklonski@bsu.by)*

The problem of drift migration of a single conduction electron in a quasi-one-dimensional crystalline semiconductor with an inductive environment is analytically solved for the first time. At single-photon interband excitation of the semiconductor (as a two-terminal network) near the cathode, the electron drifts to the anode. The influence of the external distributed inductance on the photoelectron drift is taken into account by introducing the effective inductive conductivity mass of the electron. In the Drude–Lorentz approximation, it is shown that the difference between the inductive mass of the electron and its usual effective mass in the absence of an inductive environment is proportional to the running inductance of the environment.

Key words: quasi-one-dimensional crystalline semiconductor; conduction electron; running inductance of environment; inductive effective mass of the conduction electron.

ВВЕДЕНИЕ

Движение заряженных солитонов в системе с самоиндукцией рассматривалось в [1]. В этой работе моделью нелинейной среды являлась система короткозамкнутых тороидальных катушек, «нанизанных» на траекторию движения электронов прово-

димости в тонкой немагнитной проволоке. В работе [2] впервые теоретически рассмотрено движение одного электрона проводимости в квазиодномерной металлической немагнитной проволоке, находящейся в диэлектрическом магнитоактивном окружении. Показана возможность существования в проволоке индуктивного солитона (или индуктона) и произведена оценка его параметров. Установлено, что импульс тока индуктона сжимается с увеличением индуктивности окружения. Отметим, что введенные в [2] индуктоны отличаются от автосолитонов – локализованных сильно-неравновесных областей в однородных диссипативных системах [3]; см. также [4, 5].

Для квазиодномерного фотопроводника, находящегося в индуктивном диэлектрическом окружении с равномерно распределенной индуктивностью, задача о дрейфовом распространении электрона проводимости вдоль фотопроводника (под действием внешнего стационарного электрического поля) в приближении Друде–Лоренца решается ниже.

Далее рассматриваются системы, обладающие распределенной (погонной) индуктивностью. Погонная индуктивность удобна тем, что может быть изменена, например подбором диэлектрической магнитной подложки, на которой размещен фотопроводник электричества.

Считается, что импульс тока в полупроводниковом образце (например, в закиси меди [6]) с омическими контактами создается при его межзонном однофотонном фотовозбуждении, порождающем электрон в s -зоне и дырку в v -зоне [7–9]. Полагаем также, что фотоэлектрон и фотодырка в полупроводниковом образце генерируются фотоном вблизи катода, так что к аноду через образец движется только один электрон (ср. [10, 11]).

Для расчета влияния представленной на рисунке линии задержки на эффективную массу электрона необходимо оценить изменение характера движения электронов проводимости в фотопроводнике во внешнем электрическом поле и влияние на нее окружающей среды с равномерно распределенной погонной индуктивностью.

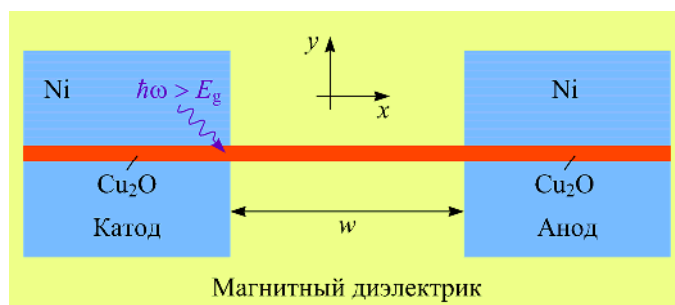


Рис. 1. Планарная схема квазиодномерного фотопроводника (Cu_2O) с никелевыми контактами, расположенного на магнитном диэлектрике.

[Фотон с энергией $\hbar\omega$ (большей ширины запрещенной энергетической зоны E_g) при поглощении вблизи катода в Cu_2O порождает только одну электронно-дырочную пару. Далее к аноду дрейфует один электрон, а дырка сразу «уходит» в катод]

Цель работы – описать миграцию фотоэлектрона в квазиодномерном фотопроводнике с индуктивным планарным окружением после межзонного возбуждения фотопроводника (как двухполюсника) фотоном вблизи катода.

Движение электронов проводимости в фотопроводнике во внешнем электрическом поле зависит от индуктивности L , которая является коэффициентом пропорциональности между электрическим током I , возбужденным в замкнутом контуре, и полным магнитным потоком $\Phi = LI$, создаваемым этим током через поверхность, границей которой является данный электрический контур.

В теории длинных линий электрических цепей в соответствии с рис. 2 малый электропроводящий элемент длиной dx представляют в виде последовательно соединенных сопротивления dR , индуктивности dL и параллельно соединенных с ними электрической проводимости dG и емкости dC . Отношение этих величин к длине элемента dx называют распределенными или погонными параметрами [12–14]:

$$r_x = \frac{dR}{dx}, \quad l_x = \frac{dL}{dx}, \quad g_x = \frac{dG}{dx}, \quad c_x = \frac{dC}{dx}, \quad (1)$$

где r_x – погонное электрическое сопротивление; l_x – погонная индуктивность; g_x – погонная электрическая проводимость; c_x – погонная емкость.

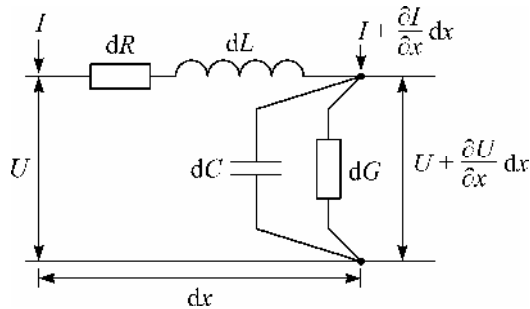


Рис. 2. Малый элемент электрической цепи между катодом и анодом квазиодномерного фотопроводника с распределенными параметрами из-за влияния на электрон проводимости диэлектрического магнитного окружения (погонной индуктивности)

Далее в рамках модели Друде–Лоренца [15, 16] рассматривается одномерная задача, т. е. носитель заряда (электрон проводимости) в фотопроводнике может двигаться только вдоль оси x .

Пусть малый элемент линии задержки с током I создает магнитный поток $d\Phi$ через поперечное сечение линии. Считая, что $I(x) = \text{const}$, для $d\Phi$ получим выражение:

$$d\Phi = d(LI) = IdL + LdI = IdL = Il_x dx. \quad (2)$$

При $l_x > 0$ в проводящем контуре наблюдается явление самоиндукции и по закону Фарадея возникает ЭДС самоиндукции [17, 18]:

$$\mathcal{E}_{\text{ind}} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial (LI)}{\partial t} = -L \frac{dI}{dt}, \quad (3)$$

где $I(t)$ – сила тока в контуре; Φ – магнитный поток через поверхность, натянутую на контур.

Для описания воздействия ЭДС индукции в контуре на отдельный электрон в конкретной точке контура введем локальную величину «напряженность самоиндукции»:

$$E_{\text{ind}} = -\frac{\partial}{\partial x} \mathcal{E}_{\text{ind}} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-L \frac{dI}{dt} \right) = \frac{dL}{dx} \frac{dI}{dt} = l_x \frac{dI}{dt}. \quad (4)$$

Появление локальной «напряженности самоиндукции» приведет к появлению «силы самоиндукции»:

$$F_{\text{ind}} = -eE_{\text{ind}} = -el_x \frac{dI}{dt}, \quad (5)$$

где e – элементарный заряд.

Ток в электрической цепи «формируется» движением электрона проводимости. Будем считать, что сила тока I пропорциональна средней скорости v движения электрона [19–22]:

$$I \propto v, \text{ или } I = kv = k \frac{dx}{dt}, \quad (6)$$

где k – коэффициент «зацепления» электрона индуктивным окружением; величина k не зависит от времени, но зависит от различных параметров среды, в которой расположен фотопроводник с током, $0 < x < w$ – координата электрона в фотопроводнике.

Подставляя (6) в (5), получаем выражение для «силы самоиндукции»:

$$F_{\text{ind}} = -kel_x \frac{d^2x}{dt^2}. \quad (7)$$

Уравнение движения электрона в квазиодномерном фотопроводнике, согласно второму закону Ньютона, имеет вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_{\text{ex}}(x, v, t, \theta), \quad (8)$$

где m – эффективная масса электропроводности для электрона c -зоны фотопроводника без индуктивного окружения (см., например, [23, 24]); x – координата электрона; $F_{\text{ex}}(x, v, t, \theta)$ – результирующая внешних сил, действующих на электрон; θ – внешние параметры среды, одним из которых является распределенная индуктивность.

Формула (8) для электрона проводимости в фотопроводнике с учетом погонной индуктивности его окружения имеет вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_{\text{ex}}(x, v, t, \theta) - kel_x \frac{d^2x}{dt^2}, \quad (9)$$

или

$$(m + kel_x) \frac{d^2x}{dt^2} = F_{\text{ex}}(x, v, t, \theta). \quad (10)$$

Уравнение (10) подобно уравнению (8), за исключением коэффициента перед d^2x/dt^2 , который имеет смысл эффективной массы движущегося в фотопроводнике электронного облака:

$$m_l = m_l(l_x) = m + kel_x. \quad (11)$$

Определим коэффициент k для данной погонной индуктивности l_x среды. Сила тока в фотопроводнике с электронами проводимости дается формулой [25–27]:

$$I_N = envS, \quad (12)$$

где n – объемная концентрация электронов проводимости в фотопроводнике; v – дрейфовая скорость электрона; S – площадь поперечного сечения фотопроводника.

Сила тока, создаваемая движущимся в квазиодномерном фотопроводнике электроном,

$$I = \frac{I_N}{N} = \frac{envS}{N} = \frac{evS}{V} = \frac{ev}{w}, \quad (13)$$

где $N = nV = 1$ – число электронов проводимости в фотопроводнике; $V = wS$ – объем фотопроводника; w – длина фотопроводника.

Из равенства токов в (6) и (13) следует, что для фотопроводника коэффициент k есть

$$k = \frac{e}{w}. \quad (14)$$

Подставив (14) в (11), получим выражение для эффективной массы электрона в «нагруженном» индуктивным окружением фотопроводнике:

$$m_l = m_l(l_x) = m + \frac{e^2 l_x}{w}. \quad (15)$$

Из формулы (16) формально следует, что $m_l \rightarrow m$ при $w \rightarrow \infty$, когда согласно (13) и ток $I \rightarrow 0$.

Эффективная масса «свободного» электрона при движении вдоль оси x пропорциональна погонной индуктивности l_x магнитного диэлектрика вдоль этой же оси. В итоге увеличение эффективной массы электрона c -зоны фотопроводника с увеличением l_x приводит к уменьшению дрейфовой скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые аналитически решена задача о распространении одного фотоэлектрона в квазиодномерном фотопроводнике с индуктивным окружением после межзонного возбуждения образца фотопроводника (как двухполюсника) одним фотоном вблизи катода. Влияние внешней погонной индуктивности на фотоэлектрон (как электрон проводимости) учитывалось посредством введения эффективной индуктивной массы электропроводности. Полученная формула для индуктивной массы электрона показывает возможность применения нелинейных низкоразмерных систем «квазиодномерный фотопроводник – квазидвумерный магнитный диэлектрик» в оптоэлектронике для задержки и обработки дискретных одноэлектронных сигналов

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-049).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Митропольский, И.А. Солитонные решения, описывающие распространение заряженных частиц в системе с самоиндукцией / И.А. Митропольский, А.Г. Шуваев // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, № 10. – С. 1–7.
2. Inducton: soliton-like motion of one electron in one-dimensional wire with inductance of environment / N.A. Poklonski [et al.] // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures. Reviews and Short Notes: Proc. of Int. Conf. Nanomeeting-2013, Minsk, 28–31 May 2013 / Eds. V.E. Borisenko [et al.]. – Singapore: World Scientific, 2013. – P. 36–39.
3. Кернер, Б.С. Автосолитоны: Локализованные сильно-неравновесные области в однородных диссипативных системах / Б.С. Кернер, В.В. Осипов. – М.: Наука, 1991. – 200 с.
4. Электронные процессы в запоминающих многослойных структурах (Тр. ФИАН; Т. 184). – М.: Наука, 1987. – 100 с.
5. Ермолаев, Ю.П. Электронная синергетика / Ю.П. Ермолаев, А.Л. Санин. – Л.: Изд-во Ленинградского ун-та, 1989. – 248 с.
6. Шеловалова, Г.Н. Эффективное фотопреобразование в гетероструктуре на основе оксида меди (I) и оксида кадмия-олова / Г.Н. Шеловалова, Т.Н. Патрушева // ФТТ. – 2017. – Т. 59, № 2. – С. 240–244.
7. Уханов, Ю.И. Оптические свойства полупроводников / Ю.И. Уханов – М.: Наука, 1977. – 368 с.
8. Шёлль, Э. Самоорганизация в полупроводниках. Неравновесные фазовые переходы в полупроводниках, обусловленные генерационно-рекомбинационными процессами / Э. Шёлль. – М.: Мир, 1991. – 464 с.
9. Розеншер, Э. Оптоэлектроника / Э. Розеншер, Б. Винтер. – М.: Техносфера, 2004. – 592 с.

10. Likharev, K.K. Single-electron devices and their applications / K.K. Likharev // Proc. IEEE. – 1999. – Vol. 87, № 4. – P. 606–632.
11. Вышенский, С.В. Высокотемпературная одноэлектроника / С.В. Вышенский // Микроэлектроника. – 1995. – Т. 24, № 4. – С. 243–253.
12. Штейншлейгер, В.Б. Радиофизика и радиотехника / В.Б. Штейншлейгер. – М.: Наука, 2003. – 304 с.
13. Татур, Т.А. Установившиеся и переходные процессы в электрических цепях / Т.А. Татур, В.Е. Татур. – М.: Высшая школа, 2001. – 407 с.
14. Вайнштейн, Л.А. Разделение частот в теории колебаний и волн / Л.А. Вайнштейн, Д.Е. Вакман. – М.: Наука, 1983. – 288 с.
15. Гроссе, П. Свободные электроны в твердых телах / П. Гроссе. – М.: Мир, 1982. – 270 с.
16. de Jong, M.J.M. Transition from Sharvin to Drude resistance in high-mobility wires / M.J.M. de Jong // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol. 49, № 11. – P. 7778–7781.
17. Памятных, Е.А. Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях / Е.А. Памятных, Е.А. Туров. – М.: Наука, 2000. – 240 с.
18. Griffiths, D.J. Introduction to electrodynamics / D.J. Griffiths. – New York: Pearson, 2013. – xviii+600 p.
19. Spear, W.E. The interpretation to drift mobility experiments on amorphous silicon / W.E. Spear, H. Steemers // Philos. Mag. – 1983. – Vol. 47, № 5. – P. 77–82.
20. Можен, Ж. Механика электромагнитных сплошных сред / Ж. Можен. – М.: Мир, 1991. – 560 с.
21. Скотт, Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике / Э. Скотт. – М.: Сов. радио, 1977. – 368 с.
22. Карлов, Н.В. Колебания, волны, структуры / Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко. – М.: Физматлит, 2003. – 496 с.
23. Киреев, П.С. Физика полупроводников / П.С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1975. – 584 с.
24. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1990. – 688 с.
25. Мирдель, Г. Электрофизика. – М.: Мир, 1972. – 608 с.
26. Blood, P. The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states / P. Blood, J.W. Orton. – London: Academic Press, 1992. – xxiv+736 p.
27. Böer, K.W. Semiconductor physics / K.W. Böer, U.W. Pohl. – Cham: Springer, 2023. – xvi+1420 p.

СОПОСТАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ОТЖИГА ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ В ПРИРОДНЫХ, CVD- И НАНО КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛМАЗАХ

**А. Н. Олешкевич¹, В. Ю. Долматов², Н. М. Лапчук¹,
Т. М. Лапчук¹, Nguyen T. T. Binh³**

¹⁾ *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: lapchuk@bsu.by*

²⁾ *ФГУП «СКТБ «Технолог», Советский пр., 33а, 192076 Санкт-Петербург, Россия,
e-mail: diamondcentre@mail.ru*

³⁾ *Университет Куанг Бинь, Вьетнам, e-mail: nguyentbinh125@gmail.com*

Исследованные методом ЭПР в идентичных условиях образцы алмаза различного происхождения (природный, синтетический, CVD-алмаз и наноалмаз) показали, что в условиях насыщения спиновой системы СВЧ мощностью в алмазах различного происхождения проявляются отличительные свойства, обусловленные как собственными, так и примесными дефектами, влияющими на параметры спектров ЭПР ис-