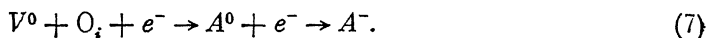


На следующем этапе отжига ( $120\div 150$  К) вакансии при взаимодействии с атомом кислорода образует А-центр. При этом из зоны проводимости удаляется один электрон на каждый образовавшийся А-центр:



Так как нам известно положение уровня Ферми после каждой температуры отжига ( $E_F \approx E_c - 0.12$  эВ) и зарядовое состояние вакансии, можно оценить максимальную глубину электронного уровня вакансии  $E_{V^-}$  для перезарядки  $V^- \rightarrow V^0$ :

$$|E_{V^-}| < |E_F| = |E_c - 0.12 \text{ эВ}| \quad (8)$$

Суммируя вышесказанное, сделаем следующие выводы. Образованный при низкотемпературном облучении *n*-Si радиационный дефект  $V_2I$  находится в зарядовом состоянии  $(V_2I)^{-}$ ; энергия фотоперехода электрона с основного состояния  $(V_2I)^{-}$  в зону проводимости равна 0.30 эВ; при отжиге  $V_2I$  образуется вакансия в зарядовом состоянии  $V^0$ , глубина электронного уровня вакансии  $|E_{V^-}| < |E_c - 0.12 \text{ эВ}|$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Вавилов В. С., Глазман В. Б., Исаев Н. У., Мукашев Б. Н., Слицын А. В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 471—475.
- [2] Емцев В. В., Машовец Г. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [3] Литвинко А. Г., Макаренко Л. Ф., Мурын Л. Н., Ткачев В. Д. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 776—780.
- [4] Watkins G. D. // Symp. Rad. Eff. in Semicond. Toulouse, 1968.

Институт физики  
АН Украины  
Киев

Получено 7.06.1991  
Принято к печати 24.07.1991

ФТП, том 26, вып. 1, 1992

## РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХРЕШЕТКАХ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Вязовский М. В., Крючков С. В.

Радиоэлектрический (светоэлектрический) эффект (РЭЭ) в одномерных полупроводниковых сверхрешетках (СР) в непрерывном режиме облучения исследовался в работах [1, 2]; в [3] рассмотрено увлечение электронов электромагнитными импульсами (солитонами). Основное отличие РЭЭ в СР от такового в однородных полупроводниках заключается в нелинейной зависимости тока увлечения (и/или светоэлектрического поля) от интенсивности электромагнитной волны.

В отмеченных выше работах РЭЭ рассматривался только в одной геометрии: вектор напряженности электрического поля волны параллелен оси СР, так что электромагнитная волна распространяется вдоль слоев СР. В настоящем сообщении мы покажем возможность нелинейного РЭЭ при распространении электромагнитного импульса вдоль оси СР.

Будем решать задачу в одномерном приближении, а также предположим, что длительность импульса  $\Delta t$  значительно меньше времени релаксации

электронов  $\tau$ , и поэтому функция распределения  $f(\mathbf{p}, t)$  удовлетворяет уравнению Больцмана без учета члена столкновений. Так как в рассматриваемом здесь случае нелинейность РЭЭ — следствие действия магнитной составляющей силы Лоренца электромагнитного поля волны на электроны, решение уравнения Больцмана будем искать не итерациями по малому параметру  $v/c$ , как в [1, 2], а в точном виде. Таким решением будет функция

$$f(\mathbf{p}, t) = f_0(\mathbf{p}'(t_0; \mathbf{p}, t)), \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)$  — решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = -e\mathbf{E}(t') - \frac{e}{c}[\mathbf{v}'(t'), \mathbf{H}(t')] \quad (2)$$

с начальным условием:  $t' = t$ ,  $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$ , а  $f_0(\mathbf{p})$  — функция распределения в начальный момент времени  $t_0$  (см., например, [4]).

Предполагая, что зависимость энергии электрона от квазиимпульса имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2) + \Delta \left(1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar}\right), \quad (3)$$

где  $m$  — эффективная масса электрона,  $2\Delta$  — ширина минизоны,  $d$  — постоянная СР, а электромагнитная волна распространяется вдоль  $Oz$ , находим решение уравнения (2) при условии  $v/c \ll 1$ . Для тока увлечения при этом получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} j_x &= -e \sum_{\mathbf{p}} v_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t) = -\frac{e\Delta d}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}} \sin\left(\frac{p_z d}{\hbar}\right) \times \\ &\times f_0\left(p_x - e \int_t^{t_0} E(t') dt'; p_y; p_x - \frac{e}{mc} \int_t^{t_0} \left[p_x + e \int_{t'}^t E(t'') dt''\right] H(t') dt'\right) = \\ &= -\frac{e\Delta d}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}} \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) \cos\left\{\frac{e p_x d}{\hbar mc} \int_{t_0}^t H(t') dt'\right\} \times \\ &\times \sin\left\{\frac{e^2 d}{\hbar mc} \int_{t_0}^t dt' H(t') \int_{t_0}^{t'} E(t'') dt''\right\} f_0(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{E} = \{E, 0, 0\}$ ,  $\mathbf{H} = \{0, H, 0\}$ .

Запишем электромагнитный импульс в виде

$$E = E_0 \Phi(\gamma t) \cos(\omega t), \quad (5)$$

$$H = H_0 \Phi(\gamma t) \cos(\omega t),$$

где  $\Phi(\gamma t)$  — огибающая:

$$\Phi(\pm\infty) = 0 \text{ и } \tau^{-1} \ll \gamma \ll \omega. \quad (6)$$

В случае, когда  $f_0(\mathbf{p})$  — распределение Больцмана, получим ( $t_0 \rightarrow -\infty$ )

$$j_x = j_0 F(\Theta) \sin\{2a\Phi^2(\gamma t) \sin^2(\omega t)\}, \quad (7)$$

где  $F(\Theta) = I_1(\xi)/I_0(\xi)$ ,  $I_k$  — функция Бесселя  $k$ -того порядка от мнимого аргумента,  $\xi = \Delta/\Theta$ ,  $\Theta = k_0 T$ ,

$$j_0 = -\frac{en\Delta d}{\hbar}, \quad a = \frac{e^2 H_0 E_0 d}{4\hbar\omega^2 mc},$$

$n$  — концентрация электронов.

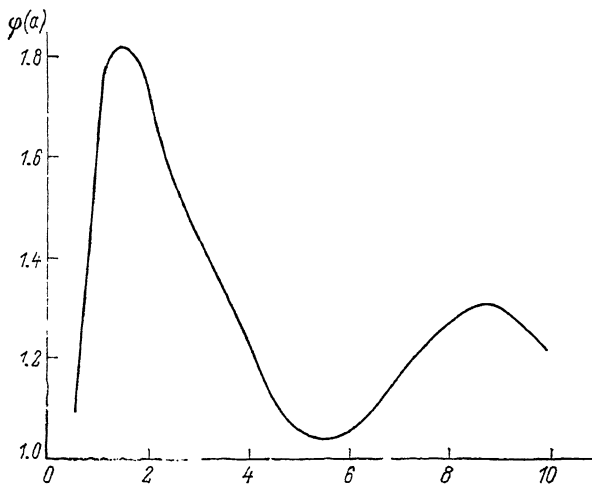


График функции  $\varphi(a)$ , определяющей зависимость коэффициента увлечения от интенсивности электромагнитной волны.

Усредняя  $j_x$  по периоду  $T=2\pi/\omega$  с учетом неравенства (6), найдем

$$\langle j_x \rangle = j_0 F(\Theta) \sin(a\Phi(\gamma t)) J_0(a\Phi(\gamma t)), \quad (8)$$

где  $J_0(x)$  — функция Бесселя действительного аргумента.

Из выражения (8) видно, что для проявления нелинейной зависимости  $\langle j_x \rangle$  от интенсивности электромагнитной волны  $I \sim E_0 H_0$  необходимо, чтобы  $a \geq 1$ . С другой стороны, условие  $v/c \ll 1$  приводит к неравенству

$$\beta = \frac{eE_0}{m\omega c} \ll 1.$$

Покажем, что оба неравенства могут быть выполнены одновременно. Приняв  $\omega = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ,  $\epsilon = 10$ ,  $m = 0.1 m_e$  ( $m_e$  — масса свободного электрона), получаем  $a \approx 1$ ,  $\beta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ .

Отметим, что нелинейность РЭД в данной геометрии проявляется при более сильных полях, чем в [1, 2]. Это связано с тем обстоятельством, что в нашем случае нелинейность вызвана действием на электрон магнитной составляющей силы Лоренца электромагнитного поля волны.

Найдем величину заряда  $q$ , прошедшего через единицу площади поперечного сечения полупроводника за время действия импульса:

$$q = \int_{-\infty}^{\infty} \langle j_x \rangle dt. \quad (9)$$

Выбирая огибающую импульса в виде

$$\Phi(x) = (\text{ch } x)^{-1}, \quad (10)$$

получим

$$q = \frac{2j_0}{\gamma} F(\Theta) \varphi(a),$$

где

$$\varphi(a) = \int_0^1 \frac{J_0(ax) \sin(ax)}{x \sqrt{1-x}} dx. \quad (11)$$

Значения функции  $\varphi(a)$ , найденные численным интегрированием (11), представлены на рисунке. При  $a \ll 1$  имеем  $\varphi(a) \approx 2a$ . Этот случай соответствует линейному РЭЭ. При  $a > 1$   $\varphi(a)$  испытывает гигантские осцилляции, не превышая по величине значения, равного 1,5.

Сделаем численные оценки. Полагая  $d=10^{-6}$  см,  $\gamma=10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\Delta=0.01$  эВ,  $E_0=3 \cdot 10^5$  В/см,  $n=10^{16}$  см $^{-3}$ , получим  $a \approx 1$ ,  $q \approx 10^{-8}$  Кл/см $^2$ , а коэффициент увлечения электронов импульсом, определяемый, как и в [3], имеет вид

$$K = \frac{\Delta d}{\hbar c} F(\Theta) \varphi(a) \quad (12)$$

и по порядку величины равен  $10^{-4}$ . Такие значения  $q$  и  $K$  вполне могут быть измерены в эксперименте.

Благодарим Г. А. Сыродоева и Ю. А. Черепанова за помощь в численных расчетах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Игнатов А. А. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 11. С. 3319—3321.  
 [2] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1981. Т. 24. В. 4. С. 514—516.  
 [3] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2422—2424.  
 [4] Вязовский М. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 5. С. 1028.

Волгоградский государственный  
 педагогический институт  
 им. А. С. Серафимовича

Получено 10.08.1990  
 Принято к печати 21.08.1991

ФТП, том 26, выл. 1, 1992

### К ВОПРОСУ О ШУМАХ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С ИНЖЕКЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

Идлис Б. Г., Фролов В. Д.

В ряде работ [1-4] сообщалось о наблюдении электрических колебаний при пропускании тока через нелинейный контакт к высокоомному слою полупроводниковой  $p-n$ -структуры, причем постоянное напряжение прикладывается к высокоомному слою вдоль  $p-n$ -перехода. Авторами показано [5], что стимулирование колебаний в подобных структурах связано с неустойчивостью инжекционных процессов в  $p-n$ -переходе. Поэтому такие структуры были названы БИСПИН структурами (бисмещенный переход с инжекционной неустойчивостью). БИСПИН структура представляет собой распределенный  $p-n$ -переход, образованный тонкой слабо легированной пленкой на сильно легированной подложке противоположного типа проводимости (см. рисунок). На поверхности пленки сформированы контакты, один из которых омический, а другой нелинейный. В качестве нелинейного контакта могут выступать, например, идеальный барьер Шоттки, контакт металл—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник, локальный  $p-n$ -переход или  $n-p-n$ -транзистор, а также другие контакты и структурные образования, обладающие выпрямляющими свойствами.

К контактам прикладывается постоянное напряжение такой полярности, чтобы нелинейный контакт работал в зазорном направлении. При этом стационарное распределение потенциала в структуре таково, что  $p-n$ -переход под