пульсное решение с меньшими энергетическими затратами; траектории с $T_{\text{пер}} \geqslant 89$ ч локально оптимальны.

Производные от базис-вектора Лоудена по времени в начальный и конечный моменты перелета для оптимальной 77-часовой траектории равны нулю.

По сравнению с результатами, полученными Амарио и Эдельбаумом [8] для попадания в саму точку либрации L_2 с круговой околоземной орбиты с помощью двухимпульсного перелета, энергозатраты при выходе на асимптотическую траекторию существенно меньше (на 18,3%). Однако путем нахождения трехимпульсного семейства решений в окрестности не оптимальных двухимпульсных решений Амарио и Эдельбаум снизили энергетические затраты на попадание в точку либрации до 3457,7 м/с, что сравнимо с затратами на двухимпульсное попадание на асимптотическую траекторию. Нужно, правда, отметить нереальность полученной ими траектории: часть ее вместе с точкой приложения промежуточного импульса лежит под поверхностью Луны. К тому же энергетические затраты двухимпульсного перелета на асимптотическую траекторию могут быть значительно снижены путем оптимального выбора точки прибытия F на асимптотической траектории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Stumpff K., Weiss E. H. // J. Astronaut. Sci. 1968. 15, N 5. P. 257—261. [2] Wilson S. W. // AIAA Paper. 1970. N 1061. [3] Byrnes D. V., Hooper H. L. // // AIAA Paper. 1970. N 1062. [4] Weiss E. H. // J. Astronaut. Sci. 1969. 16, N 3. P. 121—125. [5] Goodyear W. H. // Astron. J. 1970. 70, N 3. P. 189—192. [6] Pitkin E. T. // J. Astronaut. Sci. 1966. 13, N 5. P. 204—207. [7] Лоуден Ф. Д. Оптимальные траектории для космической навигации. М., 1966. С. 152. [8] D'Amario L. A., Edelbaum T. N. // AIAA Journal. 1974. 12, N 4. P. 455—462. [9] Pu C. L., Edelbaum T. N. // Ibid., 1975. 13, N 3. P. 333—336.

Поступила в редакцию
13.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.21:537.1; 548:537.1

ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ СЛУЧАЙНОЕ ПОЛЕ В РЕЛАКСАЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

§ 1. **Введение.** Хорошо известно, что плотность и структура локализованных состояний в аморфных полупроводниках сильно влияют на кинетику электронных процессов. В настоящее время можно считать установленным, что значительная часть локализованных состояний в запрещенной зоне аморфных полупроводников определяется существованием центров с положительной энергией корреляции [1]. Подобные центры могут находиться в различных зарядовых состояниях (D^-, D^0, D^+) и приводить к появлению системы глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. Поскольку концентрация подобных центров может быть значительной (согласно [2], появление данных центров обязано собственным дефектам), они играют определяющую роль в рекомбинации неравновесных носителей заряда. В равновесных условиях подавляющая часть центров имеет один электрон и находится в состоянии D^0 (в специально нелегированном материале). В неравновесных условиях возникают метастабильные состояния D^+ и D^-, распад которых может идти двумя способами. Во-первых, центр может захватить (или отдать) носитель заряда из соответствующей зоны. Во-вторых, возможна межцентровая реакция, в результате которой из двух заряженных получаются два нейтральных состояния. Ясно, однако, что учет этого канала необходим лишь при достаточно низкой температуре и соответствующей подсветке, когда подавлены термический и оптический выбросы носителей заряда в зону и мало свободных электронов и дырок. Поэтому в дальнейшем данная реакция не учитывается. Как было показано в работах [3, 4], рассматриваемым центрам можно приписать определенные уровни в запрещенной зоне, расстояние между которыми равно эффективной корреляционной энергии U. Хотя из-за наличия случайного поля ширина этих уровней отлична от нуля, будем в дальнейшем считать их дискретными. Обозначим расстояние от верхнего и нижнего уровней до середины запрещенной зоны через Δ^- и Δ^+, а через F_0 — расстояние от уровня до середины запрещенной зоны.

Кроме указанных состояний необходимо учесть и состояния в хвостах зон проводимости и валентной.

Цель настоящей работы состоит в исследовании статической устойчивости распределения концентрации носителей заряда и электрического поля в аморфном релаксационном полупроводнике на свету. Для определенности рассмотрим материал n-типа и пусть при $x=0$ расположен инжектирующий контакт, у которого возникает инверсионный слой. Второй контакт будем считать омическим. Следует отметить, что появление инверсионного слоя может быть связано не только с наличием инжектирующего контакта, но и с возможным существованием в образце макроскопической неоднородности, размеры которой порядка длины экранирования. Такая ситуация, видимо, характерна для аморфных материалов. Как будет показано ниже, в этих условиях в релаксационном полупроводнике возможно возникновение случайного поля (случайного изменения в пространстве концентраций носителей заряда и напряженности электрического поля).

§ 2. **Система уравнений.** Стационарный отклик системы носителей заряда в полупроводнике на приложенное внешнее электрическое поле и свет описывается системой уравнений

$$\begin{gathered}\operatorname{div}\mathbf{E}=\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho,\\ \operatorname{div}(\mathbf{j}_n-\mathbf{j}_p)=G-R,\\ \mathbf{j}_n+\mathbf{j}_p=\mathbf{j}=\text{const}.\end{gathered}\tag{1}$$

Система (1) позволяет найти плотности дырочного и электронного токов и напряженность электрического поля $\mathbf{E}$ как функции координаты x (рассматривается одномерная задача).

В (1) ρ, G, R — плотность объемного заряда и темпы генерации и рекомбинации носителей заряда. Будем считать, что частота света превышает ширину запрещенной зоны, а толщину полупроводниковой пластины предположим достаточно малой, чтобы темп генерации не зависел от координаты.

Выражения для плотности объемного заряда и темпа рекомбинации выведены в [5]:

$$\rho=N\frac{(P^0P^- - N^0N^+)}{P^0P^- + N^0N^+ + P^-N^+}+P_t-n_t,$$

$$R=\frac{N\,(np-n_i^2)\,(C_n^0C_p^-N^+ + C_p^0C_n^+P^-)}{P^0P^- + N^0N^+ + P^-N^+}.$$

Здесь N — концентрация центров с положительной энергией корреляции $U>0$. Величины P^0, P^-, N^0, N^+ определены формулами $N^0=$

$=C_n^0n+C_p^-p_1^-$, $N^+=C_p^0p_1^0+C_n^+n$, $P^0=C_p^0p+C_n^+n_1^+$, $P^-=C_n^0n_1^0+C_p^-p$, где C_n^0, C_p^0, C_n^+, C_p^- — коэффициенты захвата носителя заряда (электрона или дырки) центром в соответствующем зарядовом состоянии; n_1^0, n_1^+, p_1^0, p_1^- — характерные величины, имеющие смысл концентрации носителей заряда в соответствующей зоне, когда уровень Ферми совпадает с одним из уровней центра.

Концентрации n_t и p_t носителей заряда, связанных в хвостах зон проводимости и валентной, можно выразить через концентрации свободных носителей заряда [6]:

$$n_t=N_c\,(n/N_c)^{\alpha_c},\ \ p_t=N_v\,(p/N_v)^{\alpha_v},\ \ \alpha_c=T/T_c,\ \ \alpha_v=T/T_v,$$

где T_c, T_v — характерные энергии спада плотности состояний в хвостах соответствующих зон, которая предполагается экспоненциально зависящей от энергии.

В дальнейшем будем считать, что

$$C_n^0=C_p^0=C,\ \ C_n^+=C_p^-=\nu C,\ \ \mu_n=\mu_p,\ \ T_c=T_v. \tag{2}$$

Следует отметить, что условия (2) в реальных полупроводниках не выполняются. Можно, однако, надеяться, что качественная картина рассматриваемого явления не изменится и при нарушении условий (2). В то же время учет разных коэффициентов захвата и подвижностей носителей заряда технически сильно усложняет задачу.

Пусть

$$\varphi_n-\varphi_p=2Tr,\quad \varphi_n+\varphi_p=2Ts,\quad Ts-\psi=Tq. \tag{3}$$

Здесь φ_n, φ_p и ψ — квазиуровни Ферми для электронов и дырок и потенциальная энергия электрона во внешнем и встроенном полях. Будем считать, что интенсивность света не слишком велика:

$$-\Delta^+<\varphi_n;\quad \varphi_p<\Delta^-\ \ (\nu n<n_1^0). \tag{4}$$

Тогда в новых обозначениях

$$\rho=N\left[2e^{r-U/2}\,\mathrm{sh}\left(\frac{\Delta}{2}-q\right)+2\gamma e^{\alpha r}\,\mathrm{sh}\,aq\right],$$

$$R=\nu Nn_iC\,(e^{2r}-1)\,\frac{\mathrm{ch}\,\dfrac{\Delta}{2}+\nu e^{r-U/2}\,\mathrm{ch}\,q}{2\left[\nu e^r\,\mathrm{ch}\left(\dfrac{\Delta}{2}+q\right)+2e^{U/2}\right]}.$$

Введем безразмерные переменные, воспользовавшись следующей системой единиц:

$$l^2=\frac{\varepsilon T}{4\pi e^2N}=1,\ \ T=1,\ \ e=1,\ \ n_i=1,\ \ i=\frac{G}{\nu Nn_iC},\ \ \gamma=\frac{N_c^{1-\alpha}n_i^{\alpha}}{N}. \tag{5}$$

В этих переменных выражения для токов $\mathbf{j}_n$ и $\mathbf{j}_p$ имеют стандартный вид и система (1) переписывается так:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}=\rho,$$

$$-\frac{d}{dx}\left[e^2\left(\operatorname{ch} q\frac{dr}{dx}+\operatorname{sh} q\frac{dq}{dx}+\operatorname{sh} q\frac{d\psi}{dx}\right)\right]=\eta\left[i-(e^{2r}-1)\theta\right], \qquad (6)$$

$$j=2e^r\left(\operatorname{sh} q\frac{dr}{dx}+\operatorname{ch} q\frac{dq}{dx}+\operatorname{ch} q\frac{d\psi}{dx}\right).$$

Здесь

$$\eta=\frac{C\nu N\varepsilon}{4\pi e\mu n_i}\equiv\frac{\tau_M}{\tau_R},$$

$$\theta=\frac{\nu e^2\operatorname{ch} q+2e^{U/2}\operatorname{ch}\dfrac{\Delta}{2}}{2\nu e^{r+U/2}\operatorname{ch}\left(q+\dfrac{\Delta}{2}\right)+2e^U}.$$

В случае малой интенсивности света (см. (4)):

$$\theta=\frac{1}{2}\exp\left(\frac{\Delta-U}{2}\right). \qquad (7)$$

§ 3. **Статическая устойчивость.** В предыдущем параграфе сформулирована система уравнений, описывающих отклик системы носителей заряда в релаксационном полупроводнике на приложенные внешнее электрическое поле и свет.

Исследование статической устойчивости решения системы (6) проводится стандартными методами [7]. Пусть

$$q=Q+\delta q, \quad r=R+\delta r, \quad d\psi/dx=\varepsilon=E+\delta\varepsilon. \qquad (8)$$

Линеаризуя систему (6) по малым флуктуациям (8), получим (опуская значок δ)

$$\frac{dq}{dx}=-qE\operatorname{th}Q-Er-\varepsilon_R\operatorname{th}Q-\varepsilon,$$

$$\frac{d\varepsilon}{dx}=aq+br, \qquad (9)$$

$$\frac{d\varepsilon_R}{dx}=\left[\frac{4\eta(i+\theta)E}{j}\operatorname{ch}^2 Q+E^2\right]r+qE^2\operatorname{th}Q+\varepsilon_R E\operatorname{th}Q+E\varepsilon,$$

$$\frac{dr}{dx}=\varepsilon_R,$$

$$a\equiv\frac{\partial\rho}{\partial q}<0,\ b\equiv\frac{\partial\rho}{\partial r}>0.$$

Через Q, E, R здесь обозначено решение (неоднородное) системы (6). В общем случае найти это решение довольно трудно. Поэтому будем считать параметр η большим (релаксационный режим) и поле E достаточно сильным, так что

$$u>F_0, \qquad (10)$$

где u — напряжение на образце. Как показывают результаты численных расчетов [8, 9] (выполненных, правда, для более простых систем), можно надеяться, что в рассматриваемых условиях

$$E_R=0; \quad dQ/dx\ll 1; \quad x\neq 0,\ L; \quad Q\neq 0.$$

Действительно, из второго уравнения (6) получаем

$$e^{2R}=i/\theta+1, \quad E_R=dR/dx=0.$$

Тогда из третьего уравнения $j=2Ee^R \operatorname{ch} Q$ и $dQ/dx \sim 1/\eta$.

Таким образом, задача об исследовании устойчивости решения системы (6) сводится к задаче об исследовании устойчивости кусочно-однородного распределения концентрации носителей заряда.

Решение (9) ищем в виде

$$q, \ \varepsilon, \ r, \ \varepsilon_R \sim e^{\lambda x}. \tag{11}$$

Для определения характеристических корней получаем уравнение

$$\lambda^4-\lambda^2[-a+AE+E^2]-\lambda[aE \operatorname{th} Q+AE^2 \operatorname{th} Q]-(A+E)Ea=0, \tag{12}$$

где $A \equiv 4\eta(i+\theta)\operatorname{ch}^2 Q/j$.

Корни уравнения (12) легко находятся в двух предельных случаях.

1) $|E|>|A|$ или в размерных единицах $|E|>T/(eL_D)$.

Здесь L_D — длина диффузии в рассматриваемых условиях:

$$L_D=\left[\frac{D\tau_R}{1+G\tau_R/n_i}\,\frac{n_i^2}{(n+p)N}\right]^{1/2},$$

$$\tau_R=[C\nu Ne^{-\Delta^+/T}]^{-1}, \tag{13}$$

$$\lambda_1=\frac{|a|}{A \operatorname{th} Q}, \ \lambda_2=-A \operatorname{th} Q, \ \lambda_3=AE^2 \operatorname{th} Q, \ \lambda_4=-\frac{1}{A \operatorname{th} Q}. \tag{14}$$

2) $1<|E|<|A|$,

$$\lambda_1=\frac{|a|}{E \operatorname{th} Q}, \ \lambda_2=-E \operatorname{th} Q, \ \lambda_{3,4}=\frac{E \operatorname{th} Q}{2} \pm \sqrt{AE}. \tag{15}$$

Отметим, что произведения корней $\lambda_1 \cdot \lambda_2$ и $\lambda_3 \cdot \lambda_4 (|E|<|A|)$ не зависят от приложенного поля E и равны соответственно квадрату длины экранирования и квадрату диффузионной длины. Как видно из (14) и (15), в обоих предельных случаях имеется два положительных и два отрицательных корня характеристического уравнения. Здесь, однако, в отличие от [7, гл. IV] свободной остается лишь одна константа (четыре граничных условия, одна константа — заданный ток). Таким образом, необходимо оставлять решение с положительным корнем. Легко видеть, что в случаях *1* и *2* минимальный положительный корень меньше абсолютной величины любого из отрицательных корней, когда

$$E \operatorname{th} Q>0. \tag{16}$$

Согласно [10], в этом случае в фазовом пространстве системы (6) возникает гомоклиническая структура. В реальном пространстве появление такой структуры обусловливает случайную зависимость концентраций электронов и дырок и напряженности электрического поля от координаты. Экспериментально возникновение этого «дополнительного» случайного поля должно приводить, например, к возрастанию плотности состояний в щели для подвижности. Поскольку характеристические корни зависят от интенсивности света и величины приложенного поля (13), то и характеристики случайного поля будут зависеть от интенсивности света и приложенного напряжения.

С физической точки зрения возникновение случайного поля в рассмотренных условиях связано с особенностями движения носителей заряда в релаксационном режиме [11]. Включение внешнего поля приводит к смещению основных носителей заряда к соответствующему электроду (аноду для электронов, катоду для дырок). В результате возникает объемный заряд, что приводит к возрастанию локального электрического поля. Поскольку объемный заряд возникает вследствие движения основных носителей заряда, характерный масштаб такого смещения — порядка длины экранирования. В то же время отдельный носитель заряда смещается на гораздо меньшую (в рассматриваемых условиях) длину — длину диффузии. Совместное действие этих двух процессов — смещения носителей заряда под действием внешнего поля и диффузии — и приводит к установлению случайного поля.

Отметим, что при $\mu_n \neq \mu_p$ необходимо произвести замену

$$Q \to Q + \frac{1}{2} \ln(\mu_n/\mu_p).$$

Если точка инверсии концентрации лежит вблизи точки с минимальной проводимостью, то отличие μ_n от μ_p не скажется на результатах при

$$\frac{1}{2} \ln(\mu_n/\mu_p) < \Delta^- - \Delta^+. \quad (17)$$

В противном случае в образце не возникает области с минимальной проводимостью и образец становится почти однородным.

До сих пор рассматривалась одномерная задача, что обусловлено движением носителей заряда под действием внешнего поля. Возникает, однако, вопрос об устойчивости решения в поперечных направлениях. Можно показать, используя методику [7], что в рассматриваемых условиях (бесконечный в поперечной плоскости образец) имеется два положительных и два отрицательных характеристических корня. В отличие от предыдущего здесь, однако, нужно удовлетворить всего лишь двум граничным условиям (равенство нулю тангенциальной компоненты электрического поля) с помощью четырех констант. Поэтому в поперечных направлениях флуктуации затухают и решение системы (5) статически устойчиво, что связано с отсутствием тянущего поля и макроскопического смещения носителей заряда в поперечных направлениях.

Автор искренне благодарен проф. В. Л. Бонч-Бруевичу за постоянное внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Street R. A., Biegelsen D. K.//J. Non-Cryst. Sol. 1980. N 35—36. P. 651—664. [2] Mott N. F., Davys E. A., Street R. A.//Phil. Mag. 1975. 32. P. 961—981. [3] Adler D., Yoffa E. J.//Phys. Rev. Lett. 1976. 367. P. 1197—1199. [4] Звягин И. П.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 1977. 18, № 3. С. 62—67. [5] Okamoto H., Kida H., Hamakawa Y.//Phil. Mag. B, 1984. N 3. P. 231—245. [6] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. [7] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. [8] Dohler G. H., Heyszenau H.// //Phys. Rev. Lett. 1973. 30. P. 1200—1203. [9] Neder G., Madelung O.//Phys. Stat. Sol. (a). 1975. 30. P. 215—221. [10] Шильников Л. П.//Матем. сб. 1968. 77(119). С. 461—470. [11] Stockmann F. Proc. Photoconductivity Conf./Ed. R. G. Breckenridge. 1956. N 4. P. 269—283.

Поступила в редакцию
24.06.85