

Фотоиндуцированные электронные процессы в кремнии: влияние поперечного эффекта Дембера на нелинейное электроотражение

И.М.Баранова, К.Н.Евтюхов, А.Н.Муравьев

Теоретически исследованы электронные процессы, стимулированные последовательностью наносекундных лазерных импульсов в объеме слабо поглощающего полупроводника. Показано, что следствием этих процессов является поперечный эффект Дембера – возникновение радиального поля и разности потенциалов между освещенной и неосвещенной частями полупроводника. Установлено, что в кремнии поперечная демберовская разность потенциалов соизмерима с типичным поверхностным потенциалом и, следовательно, играет существенную роль в поверхностных нелинейно-оптических процессах.

Ключевые слова: полупроводники, нелинейная оптика, фотостимулированные электронные процессы, неравновесные носители, поперечный эффект Дембера.

1. Введение

В последнее время быстро развиваются нелинейно-оптические методы исследования поверхности твердого тела, основанные на генерации отраженной второй гармоники (ВГ) [1], которые позволяют получать информацию о свойствах поверхности (микрошероховатости, кристаллической структуре, степени разупорядоченности, зарядовом состоянии, наличии адсорбированных слоев и т. д.). Одним из этих методов является метод нелинейно-оптического электроотражения (НЭО), предложенный в работе [2] и активно применяемый сейчас для исследований поверхности полупроводников [3–9]. Суть НЭО состоит в том, что в сигнале ВГ, отраженном от centrosymmetricного полупроводника, наряду с другими вкладами (квадратичным объемным, дипольным, связанным с наличием границы [5]) присутствует дипольный вклад, обусловленный изменением нелинейно-оптических свойств приповерхностной области из-за приложения постоянного электрического поля. Величина этого поля и его распределение у поверхности зависят от зарядового состояния границы полупроводник – внешняя среда и от свойств электронно-дырочной плазмы в полупроводнике. Вид зависимости параметров отраженной ВГ от величины приложенного поля несет информацию о свойствах поверхности [6–9].

Однако до сих пор в работах по нелинейно-оптическим явлениям на поверхности полупроводника практически не затрагивался вопрос о влиянии на эти явления электронных процессов в нелинейной среде, стимулируемых поглощением излучения накачки. Причиной этого является то, что в типичной экспериментальной ситуации (нелинейная среда – кремний, накачка – излучение YAG: Nd-лазера с $\lambda = 1.06$ мкм) поглощение накачки

мало по сравнению с поглощением ВГ, т. е. на толщине слоя, из которого выходит наружу отраженная ВГ, интенсивность накачки изменяется очень мало.

Однако оценки показывают, что даже сравнительно слабое поглощение излучения накачки в Si ведет к интенсивной фотогенерации неравновесных носителей. Прием для оценки, что коэффициент поглощения α в Si на $\lambda = 1.06$ мкм составляет 2000 м^{-1} (характерная глубина проникновения накачки $d = 500$ мкм). Коэффициент же поглощения ВГ равен $1.25 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, чему соответствует толщина слоя, из которого выходит излучение ВГ, равная 0.8 мкм.

Для плоской волны скорость фотогенерации электронно-дырочных пар на глубине H

$$g(H) = I(1 - R_0) \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_t} \alpha \frac{\gamma}{h\nu} \exp\left(-\frac{\alpha H}{\cos \theta_t}\right),$$

где I – интенсивность падающего излучения; R_0 – коэффициент отражения; θ_i, θ_t – углы падения и преломления; γ – квантовый выход генерации пар (при собственном поглощении $\gamma = 1$). В случае импульса с гауссовым пространственным профилем с радиусом ~ 1 мм при длительности импульса $\tau = 10$ нс и энергии ~ 1 мДж интенсивность на оси $I \sim 3 \times 10^{10} \text{ Вт/м}^2$, что не превышает пороговых интенсивностей образования периодических структур и лазерного отжига поверхности [10]. При этом значении I скорость фотогенерации пар у поверхности Si при нормальном падении составляет $\sim 2.2 \times 10^{32} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и мало изменяется по глубине в приповерхностной области толщиной до нескольких десятков микрометров. Следовательно, за время импульса в отсутствие рекомбинации и перемещения носителей концентрация неравновесных носителей на оси пучка достигает $\sim 2 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$, что значительно превышает концентрацию равновесных носителей даже в сильно легированном Si.

Значительное изменение концентрации носителей может воздействовать на нелинейно-оптический отклик через влияние на нелинейно-оптические характеристики среды. Оценки, выполненные в [2, 4, 11], показывают, что

Брянская государственная инженерно-технологическая академия, Россия, 241037 Брянск, просп. Станке Димитрова, 3; e-mail: bti@bitmcnit.bryansk.su

Поступила в редакцию 8 апреля 2002 г., после доработки – 5 августа 2002 г.

при высоких уровнях возбуждения вклад свободных носителей в нелинейность среды может стать соизмеримым со вкладом валентных электронов.

В настоящей работе мы сосредоточимся на анализе иного, ранее нигде не рассматривавшегося механизма, связанного с пространственным перераспределением электрического поля в приповерхностной области полупроводника, ответственной за нелинейно-оптический отклик поверхности [3, 7]. Как известно [12], при неравномерной по объему фотогенерации неравновесных носителей возникает разность потенциалов между освещенной и неосвещенной частями полупроводника, обусловленная разносторонней диффузией электронов и дырок. Возникновение разности потенциалов между равномерно освещенной поверхностью и объемом полупроводника известно в литературе как эффект Дембера; он обусловлен изменением скорости фотогенерации по глубине полупроводника. В нашей ситуации из-за радиальной неравномерности освещенности существенным может оказаться возникновение поля, перпендикулярного оси пучка. Появление этого поля и соответствующей радиальной разности потенциалов назовем поперечным эффектом Дембера.

Вследствие такого эффекта потенциал объема полупроводника, «подстилающего» приповерхностную область, будет изменяться в течение импульса, причем по-разному на разных расстояниях от оси пучка. Это может рассматриваться как фотоиндуцированное изменение поверхностного потенциала полупроводника, влияющее на нелинейно-оптический отклик поверхности. Указания на изменение потенциала поверхности при генерации отраженной ВГ имеются в экспериментальных работах [6, 13].

Ниже мы проведем расчет радиального поля, фотоиндуцируемого в объеме кремния пучком слабо поглощаемого излучения, оценим его влияние на поверхностный потенциал и тем самым – на нелинейно-оптический отклик поверхности.

2. Анализ влияния объемной рекомбинации

В соответствии с работами [4, 12, 14] примем, что рекомбинация носителей в Si в рассматриваемых условиях определяется двумя механизмами: рекомбинацией через примесные центры и оже-рекомбинацией, существенной при концентрациях носителей $n \approx p > 10^{23} \text{ м}^{-3}$, когда ее скорость $R_A = a_A \delta n^3$ (где a_A – коэффициент, зависящий от используемого полупроводника; для кремния $a_A = 4 \times 10^{-43} \text{ м}^6/\text{с}$ [4]).

В качестве центров рекомбинации рассмотрим двухзарядные ионы золота, обеспечивающие быструю релаксацию электронно-дырочной плазмы в Si к равновесному состоянию. Атомы золота в матрице Si могут находиться в трех зарядовых состояниях [14]. В первом состоянии Au^+ ион золота в запрещенной зоне создает донорный уровень с энергией $E_t^+ = E_v + 0.35 \text{ эВ}$, где E_v – энергия дна запрещенной зоны (рис.1). Во втором, электронейтральном, состоянии Au^0 уровень E_t^+ заполнен и возникает новый акцепторный уровень с энергией $E_t^- = E_v + 0.56 \text{ эВ}$. При заполнении уровня E_t^- атом золота становится ионом Au^- . Равновесные вероятности f_{+0}, f_{00}, f_{-0} нахождения в этих состояниях определяются статистикой Гиббса [12].

Обозначим отклонения неравновесных вероятностей f_0, f_- заполнения уровней Au^0, Au^- от равновесных зна-

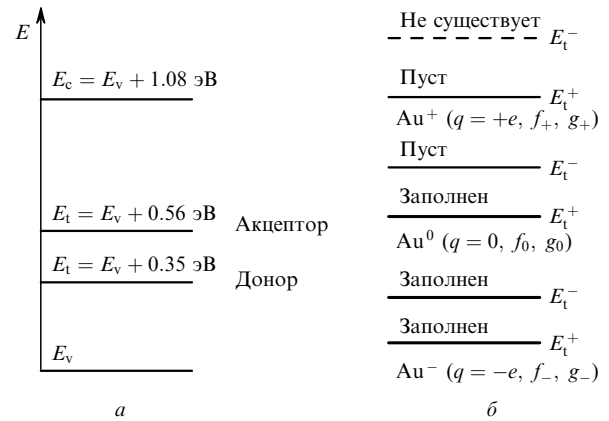


Рис.1. Расположение энергетических уровней примеси Au в Si (а) и возможные состояния примеси Au в Si (б).

чений как $\Delta f_0 = f_0 - f_{00}$ и $\Delta f_- = f_- - f_{-0}$. Тогда система уравнений, описывающих динамику изменения концентраций носителей Δn и Δp и центров рекомбинации в состояниях Au^0 и Au^- , дополненная уравнением электро-нейтральности, имеет вид [12]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= g(t) - R_p - a_A(2n)^3, \\ \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= g(t) - R_n - a_A(2n)^3, \\ N_t \frac{\partial \Delta f_0}{\partial t} &= R_n^+ - R_p^+ - R_n^- + R_p^-, \\ N_t \frac{\partial \Delta f_-}{\partial t} &= R_n^- - R_p^-, \\ \Delta p - N_t(\Delta f_- + \Delta f_0) &= \Delta n + N_t \Delta f_-, \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned} R_n &= R_n^+ + R_n^- = a_n^+ N_t [n(1 - f_0 - f_-) - n_1^+ f_0] \\ &\quad + a_n^- N_t (n f_0 - n_1^- f_-), \\ R_p &= R_p^+ + R_p^- = a_p^+ N_t [p f_0 - p_1^+ (1 - f_0 - f_-)] \\ &\quad + a_p^- N_t (p f_- - p_1^- f_0) \end{aligned}$$

– полные скорости рекомбинации электронов и дырок соответственно через оба примесных уровня; a_n^\pm, a_p^\pm – коэффициенты захвата электронов и дырок на уровни E_t^+, E_t^- ; N_t – концентрация ионов золота;

$$\begin{aligned} n_1^+ &= N_c \frac{g_+}{g_0} \exp\left(\frac{E_t^+ - E_c}{kT}\right); \\ n_1^- &= N_c \frac{g_0}{g_-} \exp\left(\frac{E_t^- - E_c}{kT}\right); \\ p_1^+ &= N_v \frac{g_0}{g_+} \exp\left(\frac{E_v - E_t^+}{kT}\right); \\ p_1^- &= N_v \frac{g_-}{g_0} \exp\left(\frac{E_v - E_t^-}{kT}\right); \end{aligned}$$

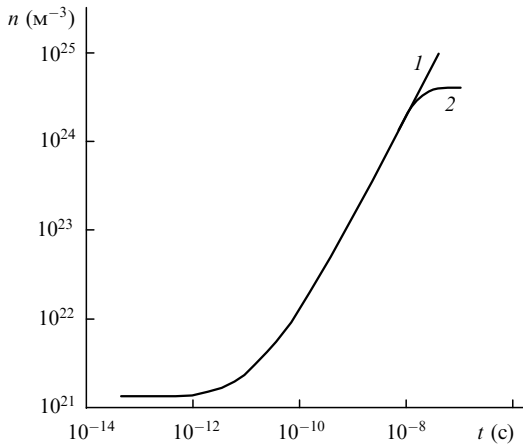


Рис.2. Динамика изменения концентрации электронов в n-Si без учета оже-рекомбинации (1) и с ее учетом (2) при начальных концентрациях $p_0 = 1.45 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $n_0 = 1.45 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$, концентрации рекомбинационных центров ионов золота $N_t = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ и скорости фотогенерации $g = 1.6 \times 10^{32} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

N_c, N_v – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне; $g_+ = 2, g_0 = g_- = 1$ – факторы вырождения квантовых состояний. Предположим, что накачка включается в момент времени $t = 0$ и затем постоянна: $g(t) = g$.

Численное решение системы (1) проводилось при $a_n^+ = 67 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, $a_p^+ = 1.6 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, $a_n^- = 9.5 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, $a_p^- = 16 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ [14]. На рис.2 приведены временные зависимости концентрации носителей в n-Si без учета и при учете оже-рекомбинации при $g = 1.6 \times 10^{32} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Из расчета следует, что при $N_t < 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ни оже-рекомбинация, ни рекомбинация через примесные центры за время импульса $\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$ фактически не влияет на линейное по времени (за исключением малого начального участка) нарастание концентрации носителей со скоростью g .

Использование в качестве центров рекомбинации других примесей (Cu, Ag, Ga, Fe, Ni и т. д.) или дефектов не увеличивает влияние рекомбинации во время импульса на динамику образования электронно-дырочной плазмы, т. к. вероятности захвата носителей этими примесями и дефектами не больше, чем вероятность захвата ионами золота. Наличие локального потенциала также не изменяет вывода о незначительном влиянии рекомбинации на электронные процессы.

3. Модель эффекта Дембера

Пусть интенсивность пучка накачки, падающего перпендикулярно на поверхность полупроводника, зависит лишь от радиальной координаты r и времени t ; в рассматриваемом приповерхностном слое зависимостью от координаты z , отсчитываемой вдоль оси пучка, пренебрежем ввиду относительной малости коэффициента поглощения.

Рассмотрим глубинную часть полупроводника, «подстилающую» приповерхностную область пространственного заряда (ОПЗ), где $E_z = 0$. В этой области расчет поперечного эффекта Дембера основывается на решении системы, состоящей из уравнений непрерывности для свободных электронов и дырок и уравнения Пуассона для электрического поля с напряженностью $E = E_r$:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g(r, t) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu_p p E - D_p \frac{\partial p}{\partial r} \right) \right] - R_p,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g(r, t) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu_n n E + D_n \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right] - R_n, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE)}{\partial r} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}} (p - p_0 - n + n_0)$$

с граничными и начальными условиями

$$E(r = 0, t) = 0, \quad E(r \rightarrow \infty, t) = 0, \quad (3)$$

$$p(r, t = 0) = p_0, \quad n(r, t = 0) = n_0, \quad E(r, t = 0) = 0, \quad (4)$$

где p, n – неравновесные концентрации носителей; $D_{p,n}, \mu_{p,n}$ – их коэффициенты диффузии и подвижности; R_p, R_n – рекомбинационные члены; ϵ_{sc} – диэлектрическая проницаемость полупроводника; p_0, n_0 – равновесные концентрации носителей в электронейтральном объеме полупроводника. Пусть зависимость интенсивности и, следовательно, скорости фотогенерации $g(r, t)$ от r – гауссова, а зависимость от времени представляет собой последовательность прямоугольных импульсов длительностью τ , разделенных паузами длительностью τ_p :

$$g(r, t) = g(r)f(t) = g_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right)f(t) = g_0 \varepsilon f(t), \quad (5)$$

где $\varepsilon = \varepsilon(r) = \exp(-r^2/R^2)$; $f(t) = 1$ во время импульса и $f(t) = 0$ во время пауз.

Как указывалось выше, рекомбинацией во время импульса можно пренебречь, однако ее необходимо учесть при расчете релаксации поля во время паузы. Для этого в системе (2) сохранены рекомбинационные члены, которые запишем в простейшем виде с одинаковым для электронов и дырок и не зависящим от уровня возбуждения временем рекомбинации τ_r :

$$R_p = \frac{p - p_0}{\tau_r}, \quad R_n = \frac{n - n_0}{\tau_r}. \quad (6)$$

4. Поперечный эффект Дембера при воздействии лазерного импульса

Во время импульса $g(r, t) = g(r) = g_0 \varepsilon$. В отсутствие рекомбинации, диффузии и дрейфа носителей под действием поля неравновесные добавки к концентрациям носителей одинаковы, равны $G(r, t) = g_0 \varepsilon t$ и поле в объеме полупроводника не возникает. Будем искать решение системы (2) с условиями (3)–(6) в виде

$$p(r, t) = p_0 + \Delta p(r, t) = p_0 + G(r, t) + \xi(r, t), \quad (7)$$

$$n(r, t) = n_0 + \Delta n(r, t) = n_0 + G(r, t) + \eta(r, t),$$

где $\xi(r, t)$ и $\eta(r, t)$ – малые по сравнению с $G(r, t)$ составляющие неравновесных добавок Δp и Δn соответственно, обусловленные рекомбинацией, дрейфом и диффузией. Локальное различие величин ξ и η означает возникновение пространственного заряда и связанного с ним поля. Ввиду малости ξ и η пренебрежем ими в выражениях для диффузионно-дрейфовых токов:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\mu_p (p_0 + g_0 \varepsilon t) E - D_p g_0 t \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] \right\} - \frac{g_0 \varepsilon t + \xi}{\tau_r},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\mu_n (n_0 + g_0 \varepsilon t) E + D_n g_0 t \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] \right\} - \frac{g_0 \varepsilon t + \eta}{\tau_r}, \quad (8)$$

$$\xi - \eta = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{sc}}{e} \frac{1}{r} \frac{\partial (rE)}{\partial r}.$$

Вычтя из первого уравнения системы (8) второе и используя третье уравнение, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение с нулевым начальным условием для определения $E = E(r, t)$:

$$\frac{dE}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_M} + \frac{2\varepsilon t}{\tau_n \tau} \right) E = \frac{2r}{R} E_d \frac{2\varepsilon t}{\tau_n \tau}, \quad (9)$$

где $E_d = (D_n - D_p) / [R(\mu_n + \mu_p)]$ – параметр поля, порождаемого разносторонней диффузией носителей; $\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon_{sc} / [e(\mu_p p_0 + \mu_n n_0)]$ – максвелловское время релаксации объемного заряда в равновесном полупроводнике; $\tau_n = 2\varepsilon_0 \varepsilon_{sc} / [e(\mu_p + \mu_n)g_0 \tau]$ – время неравновесной релаксации, т.е. характерное время релаксации объемного заряда в среде, проводимость которой обуславливалась бы носителями обоих знаков, возбужденными за время $\tau/2$ при скорости генерации g_0 .

Решение уравнения (9) с нулевым начальным условием имеет вид

$$E(r, t) = \exp \left(-\frac{t}{\tau_r} - \frac{t}{\tau_M} - \frac{2\varepsilon t^2}{\tau_n 2\tau} \right) \frac{2r}{R} E_d \frac{2\varepsilon}{\tau_n} \times \int_0^t \frac{t'}{\tau} \exp \left(\frac{t'}{\tau_r} + \frac{t'}{\tau_M} + \frac{2\varepsilon t'^2}{\tau_n 2\tau} \right) dt'. \quad (10)$$

Типичные значения τ_r для Si составляют $10^{-5} - 10^{-8}$ с, τ_M уменьшается от 2.21×10^{-7} с для собственного Si до 2.88×10^{-12} с для n-Si при $n_0 = 1.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и до еще меньших значений при более сильном легировании, $\tau_n = 4.1 \times 10^{-15}$ с для используемых значений g_0 и τ . При этом подынтегральная функция в (10) для t , превышающих малую долю τ , и r , изменяющихся от нуля до нескольких R , стремительно возрастает при $t' \rightarrow t$ и формула (10) принимает вид

$$E(r, t) = \frac{2r}{R} E_d \frac{2\varepsilon t}{\tau_n \tau} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_M} + \frac{2\varepsilon t}{\tau_n \tau} \right)^{-1}. \quad (11)$$

В центральной приосевой части пучка, где $\varepsilon(r)$ не слишком мало и преобладают неравновесные добавки, справедливо соотношение $(2\varepsilon/\tau_n)(t/\tau) \gg 1/\tau_r, 1/\tau_M$ и формула (11) имеет вид

$$E(r, t) = \frac{2r}{R} E_d, \quad (12)$$

т.е. напряженность поля линейно нарастает по мере удаления от оси.

В периферийной области, где преобладают равновесные носители, $1/\tau_M \gg (2\varepsilon/\tau_n)(t/\tau)$ и, как правило, $1/\tau_M \gg 1/\tau_r$. При этом (11) принимает вид

$$E = \frac{2r}{R} E_d \frac{\sigma_1(r, t)}{\sigma_2}, \quad (13)$$

где σ_1, σ_2 – соответственно фотоиндуцированная и равновесная проводимости полупроводника.

Интегрированием (11) по r определяем потенциал поля φ в объеме полупроводника на расстоянии r от оси пучка:

$$\varphi(r, t) = RE_d \ln \left[1 + \frac{2\varepsilon t}{\tau_n \tau} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_M} \right)^{-1} \right]. \quad (14)$$

В частности, на оси пучка, где формируется основной вклад в сигнал ВГ,

$$\varphi(0, t) = RE_d \ln \left[1 + \frac{2t}{\tau_n \tau} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_M} \right)^{-1} \right]. \quad (15)$$

5. Численный эксперимент и обсуждение результатов

При аналитическом решении системы (2) был сделан ряд допущений. Для проверки их справедливости и анализа временной трансформации радиальных распределений напряженности и потенциала электрического поля, возникающего в результате поперечного эффекта Дембера, проводилось численное решение системы (2) с условиями (3)–(6) при параметрах $\tau = 10$ нс, $g_0 = 1.62 \times 10^{32} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $R = 1$ мм, $\varepsilon_{sc} = 11.7$, $\tau_r = 1$ мкс. Использовались следующие подвижности носителей в Si при $T = 300$ К: $\mu_p = 0.045 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\mu_n = 0.15 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [10]; коэффициенты диффузии носителей $D_p = 1.16 \times 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_n = 3.88 \times 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ определялись соотношением Эйнштейна $D_{p,n} = \mu_{p,n} kT/e$. Концентрационная зависимость подвижностей и изменение соотношения Эйнштейна при достижении вырождения носителей не учитывались.

На рис.3, 4 приведены соответственно зависимости от r напряженности поля E и его потенциала φ для $t = 0.6 \times 10^{-9}$ с и $t = \tau = 10^{-8}$ с, а на рис.5 – зависимости потенциала на оси пучка от времени для n-Si. Результаты этого и других численных экспериментов полностью соответствуют приведенным в разд.4 результатам аналитического решения, что подтверждает справедливость сделанных допущений.

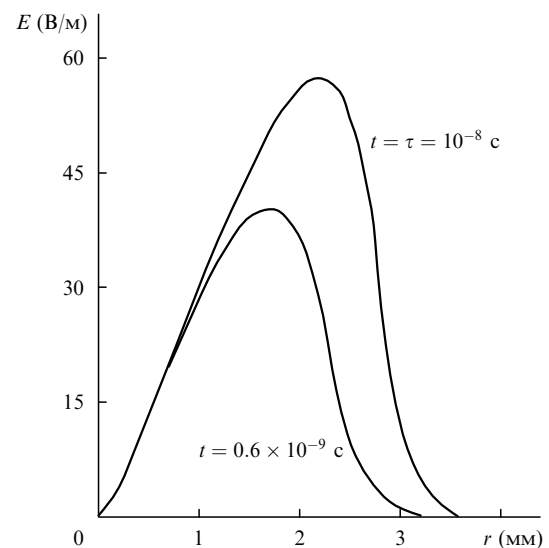


Рис.3. Радиальное распределение напряженности электрического поля в объеме n-Si при $p_0 = 1.45 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $n_0 = 1.45 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в различные моменты времени.

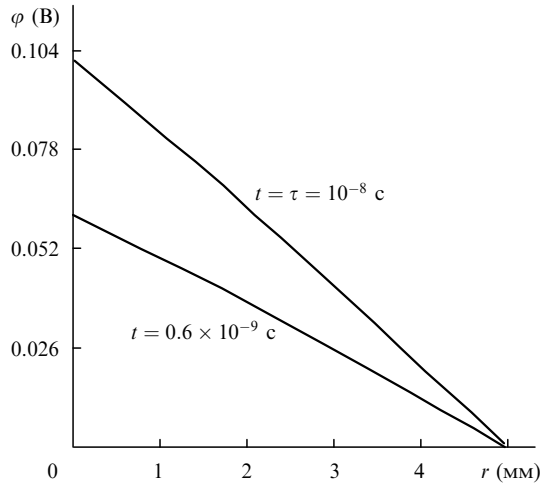


Рис.4. Радиальное распределение потенциала электрического поля φ в объеме n-Si при $p_0 = 1.45 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $n_0 = 1.45 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в различные моменты времени.

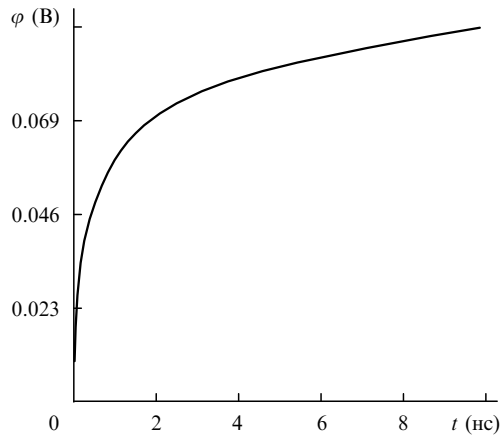


Рис.5. Динамика изменения потенциала φ на оси пучка в n-Si при $p_0 = 1.45 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $n_0 = 1.45 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в течение лазерного импульса длительностью $\tau = 10 \text{ нс}$.

Итак, при воздействии лазерного импульса в объеме Si возникает радиальное поле, напряженность которого ($10^2 - 10^3 \text{ В/м}$) невелика по сравнению с типичной напряженностью поля, перпендикулярного поверхности ($\sim 10^5 \text{ В/м}$) в приповерхностной ОПЗ. Однако если поле в приповерхностной ОПЗ распространяется на глубину $\sim 10^{-7} - 10^{-9} \text{ м}$, то радиальное поле – на расстояние $\sim 10^{-3} \text{ м}$, определяемое радиусом пучка. Поэтому поперечная демберовская разность потенциалов соизмерима с типичной разностью потенциалов, приложенной к поверхностной ОПЗ. Фотоиндуцированное изменение потенциала максимально на оси пучка, где к концу импульса оно достигает нескольких сотен милливольт. Наибольшее изменение потенциала присуще собственному полупроводнику. Для собственного Si при указанных параметрах импульса и $\tau_r = 10^{-6} \text{ с}$ оно составляет на оси пучка к концу импульса примерно 250 мВ, а для n-Si при $n_0 = 1.45 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ – примерно 94 мВ. Приблизительно на такую же величину изменяется и разность потенциалов, приложенная к приповерхностной ОПЗ в центре освещенного пятна. К краям пятна это изменение разности потенциалов уменьшается до нуля.

Как отмечалось во Введении, одной из существенных составляющих нелинейной поляризации полупроводника на частоте ВГ является составляющая, ответственная за НЭО, которая определяется именно разностью потенциалов, приложенной к поверхностной ОПЗ [3, 7]. Таким образом, эффект Дембера влияет на генерацию отраженной ВГ путем изменения составляющей нелинейно-оптической поляризации, ответственной за НЭО; это влияние соизмеримо с влиянием самого поверхностного потенциала и должно учитываться при интерпретации экспериментальных данных, полученных по методу НЭО. Отметим, что рассчитанное нами изменение разности потенциалов соответствует сдвигу потенциала плоских зон, определенному по генерации отраженной ВГ в [6].

На основе предложенной модели была проанализирована динамика поперечного эффекта Дембера в ходе следующей за импульсом паузы и дальнейшей бесконечной последовательности импульсов и пауз. Основным результатом таков: если длительность паузы τ_p существенно превышает наибольшее из характерных времен протекающих процессов (таковым является время релаксации τ_r), то к началу следующего импульса из-за сложного переходного процесса, описываемого системой нелинейных уравнений, фотостимулированный объемный заряд и вызванное им поле уменьшаются почти до нуля; кумулятивный эффект нарастания поля при воздействии бесконечной последовательности импульсов отсутствует (что не является очевидным для используемой нелинейной модели). Спустя некоторое время после начала воздействия последовательности импульсов устанавливается периодический режим, при котором динамика эффекта Дембера в течение любого импульса фактически такая же, как и в течение первого импульса. Условие $\tau_p \gg \tau_r$ выполнимо при использовании, например, лазера на гранате с неодимом, генерирующего последовательность импульсов с частотой повторения несколько герц. В настоящее время в экспериментах по НЭО стали применять титан-сапфировые лазеры, генерирующие последовательность фемтосекундных импульсов с частотой повторения несколько десятков мегагерц [9]; анализ влияния фотостимулированных процессов на генерацию ВГ при использовании такого лазера может быть предметом отдельных исследований.

6. Заключение

Таким образом, из полученных результатов следует, что при нелинейно-оптических исследованиях кремния с помощью лазера на гранате с неодимом необходимо учитывать поперечный эффект Дембера, обусловленный неоднородным распределением интенсивности по поперечному сечению пучка накачки. Эффект Дембера влияет на нелинейно-оптический отклик поверхности посредством изменения потенциала объема полупроводника, которое вызывает изменение разности потенциалов, приложенной к приповерхностной ОПЗ, ответственной за явление НЭО. Полученные результаты позволяют учесть влияние эффекта Дембера при интерпретации экспериментальных результатов.

1. Lupke G. *Surface Science Reports*, **35**, 75 (1999).
2. Bloembergen N., Chang R.K., Jha S.S., Lee C.H. *Phys. Rev.*, **174**, 813 (1968).
3. Акципетров О.А., Мишина Е.Д. *ДАН СССР*, **274**, 62 (1984).

4. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. *УФН*, **147**, 675 (1985).
5. Акципетров О.А., Баранова И.М., Ильинский Ю.А. *ЖЭТФ*, **91**, 287 (1988).
6. Fischer P.R., Daschbach T.L., Richmond G.L. *Chem. Phys. Lett.*, **218**, 200 (1994).
7. Баранова И.М., Евтюхов К.Н. *Квантовая электроника*, **22**, 1235 (1995).
8. Баранова И.М., Евтюхов К.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 347 (1997).
9. Aktsipetrov O.A., Fedyanin A.A., Melnicov A.V., Mishina E.D., Rubtsov A.N., Anderson M.H., Wilson P.T., ter Beek V., Hu X.F., et al. *Phys. Rev. B*, **60**, 8925 (1999).
10. Fauchet P.M., Siegman A.E. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 824 (1982).
11. Guidotti D., Driscoll T.A. *Il Nuovo Cimento*, **8D**, 385 (1986).
12. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1971).
13. Fischer P.R., Daschbach T.L., Gragson D.E., Richmond G.L. *J. Vac. Sci. Technol.*, **A12**, 2617 (1994).
14. Киреев С.П. *Физика полупроводников* (М.: Высшая школа, 1969).