

УДК 621.315.592

ГЛУБОКИЕ УРОВНИ НИКЕЛЯ В КРЕМНИИ

Э.А.ДЖАФАРОВА

Институт физики АН Азербайджана
Баку, 370143, пр. Г.Джавида 33

Используя комплекс методик: переходных характеристик восстановления обратного сопротивления, нестационарной емкостной спектроскопии, фотоемкости и фотопроводимости исследовано поведение никеля в кремнии. Определены основные параметры глубоких уровней никеля в кремнии.

Стационарные и переходные характеристики прохождения тока в полупроводниковых материалах и структурах на их основе определяются процессами генерации и рекомбинации, рассеяния и прилипания носителей на различных дефектах в кристалле.

В полупроводниках с широкой запрещенной зоной, таких как Ge, Si, GaP, GaAs и др., генерационно-рекомбинационные процессы определяются различными примесями и дефектами решетки, создающими глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне. Центры с ГУ являются основным каналом безызлучательной рекомбинации и, следовательно, контролируют время жизни неосновных неравновесных носителей тока $\tau_{\text{ин}}$. Величина τ в значительной степени определяет важнейшие параметры большинства полупроводниковых приборов: КПД диодов и преобразователей солнечной энергии, коэффициент усиления транзисторов, пороговый ток лазеров, эффективность светодиодов и МДП структур, разрешающую способность ядерных детекторов, быстродействие приборов.

Таким образом, время жизни неосновных носителей является одним из основных параметров полупроводникового материала, определяющих свойства приборов с р-п переходом. Этот параметр очень чувствителен к различного рода химическим примесям и дефектам решетки, имеющимся в исходном материале.

Температурная зависимость времени жизни является очень чувствительным методом, однако, τ зависит от концентрации и параметров всех рекомбинационных центров в базе диода. Измерение параметров отдельного ГУ возможно только в том случае, если он является доминирующим в рекомбинации. Для определения абсолютных значений таких параметров р-п структуры, как эффективное сечение захвата носителей σ_n и σ_p , необходимо знать концентрацию ГУ из независимых экспериментов.

Как известно, никель широко используется в полупроводниковой электронике для создания омических контактов и барьеров Шоттки, геттерирования примесей и других дефектов, при создании приемников излучения и др. [1-3].

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию ГУ никеля в кремнии [4-7], сведения относительно энергетического спектра никеля в кремнии не однозначны. Кроме того, наблюдается большой разброс энергий ионизации уровней никеля, которые по данным различных авторов колеблются в пределах $E_i(0,30 \pm 0,45)$ и $E_i(0,16 \pm 0,23)\text{эВ}$. По-видимому, это связано с несовершенством использованных методик и сложностью поведения никеля в кремнии.

Для исследований в качестве исходного материала использовался Si р- и п-типа, выращенный методом Чохральского и бестигельной зоной плавки (БЗП) с удельным сопротивлением 1-100 Ом·см. Вырезанные из слитка кремния чипы нужной геометрии подвергались очистке [7]. Диффузия проводилась на воздухе или в откаченной ампуле. В

качестве диффузантов использовались спиртовые растворы NiCl_2 или $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$, нанесенные на поверхность кремния, а также напыленный в вакууме слой металлического никеля. Способ диффузии не влиял на параметры образующихся центров. Заданная концентрация центров с глубокими уровнями достигалась варьированием режимов высокотемпературной обработки, поскольку концентрация глубоких центров N_i прямо зависела от температуры диффузии и скорости охлаждения. Одновременно с легированием при тех же условиях отжигались контрольные образцы без примеси.

Барьерные структуры создавались либо предварительной диффузией бора в n-Si для получения p-n перехода и дальнейшей диффузии исследуемой примеси в готовые переходы, либо напылением барьеров Шоттки [8] на кремний, предварительно легированный примесью с ГУ. Для создания p-n переходов нами проводилась диффузия бора из концентрированного раствора борной кислоты. В качестве омических контактов к n-Si использовался химически осажденный никель нашлифованную поверхность, а p-Si-напыленный в вакууме слой золота.

Ранее нами [9] для измерения $t_{\text{ш}}$ был использован метод переходных характеристик восстановления большого обратного сопротивления (метод Лакса, Иглицина). При выполнении условия $d/L \gg 1$, где d - толщина базовой области, а L - диффузионная длина неосновных носителей, $t_{\text{ш}}$ определяется с помощью соотношения:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{I_2}{I_{\text{ш}}}} = \frac{1}{1 + I_{\text{пр}} / I_{\text{обр}}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{пр}}, I_{\text{обр}}$ - прямой и обратный токи через p-n структуру, $t_{\text{ш}}$ - длительность "полочки" обратного тока.

Изменяя величину прямого тока, можно исследовать зависимость $t_{\text{ш}}$ от уровня инжеции Δp . Анализ переходных характеристик, приводящий к выражению (1), проведен при условии, что t не зависит от Δp . Учет зависимости t от Δp приводит к очень сложному выражению для вычислений t . Однако, расчеты показали, что соотношение (1) выполняется и при высоких уровнях инжеции, если в течении всей длительности "полочки" обратного тока концентрация избыточных носителей у перехода практически не меняется и t_2 меньше измеренного времени жизни. Для этого достаточно проводить измерения при отношении токов $I_{\text{обр}}/I_{\text{пр}}=0.5$, тогда $t_{\text{ш}}=2.2 t_2$.

Исследование времени жизни неосновных неравновесных носителей заряда в зависимости от температуры и уровня инжеции, т.е. от концентрации избыточных неосновных носителей, позволяет определить энергию активации рекомбинационных центров и их эффективные сечения захвата, т.е. природу локальных центров, участвующих в рекомбинации. Экспериментально было показано, что в образцах без никеля с увеличением уровня инжеции время жизни возрастает ($T=375 \pm 475^{\circ}\text{K}$) [9]. При низких температурах $T < 330^{\circ}\text{K}$ время жизни инжектированных дырок невозможно было измерить, так как оно было меньше нижнего предела измерения, порядка 10^{-7} с. Энергия активации, найденная из наклона прямой $\ln[t_0(\frac{300}{T})^{3/2}] = f(\frac{1}{T})$ (Рис.1а), составляет $0.55 \pm 0.02 \text{ эВ}$. За рекомбинацию ответственны центры, расположенные примерно посередине запрещенной зоны и являющиеся наиболее эффективными (уровни золота). Анализ экспериментальных данных и их сопоставление с теорией позволил установить, что для данного центра $\sigma_p/\sigma_n \sim 10^5$, т.е. эффективное сечение захвата дырки много больше эффективного сечения захвата данным центром электрона (центр рекомбинации имеет акцепторный характер) и $t_{\text{ш}} \approx 3.8 \cdot 10^{-4}$ с. (Рис.1а). На этом же рисунке представлена температурная зависимость времени жизни дырок при максимальном прямом токе t_{∞} (прямая 2), $t_{\infty} \sim T^{4.0}$ (Рис.1б, прямая 1).

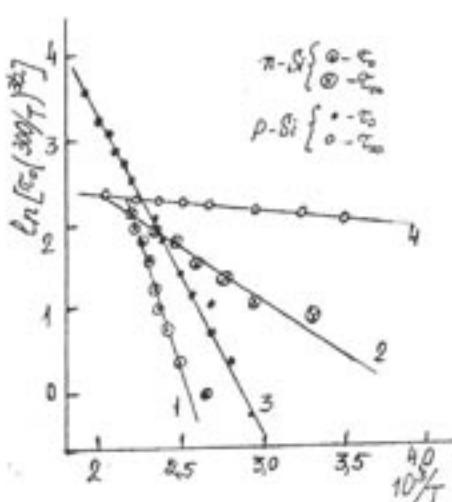


Рис.1а

Зависимость времени жизни неосновных носителей при низком и высоком уровне инжекции в п-базе (прямые 1,2) и в р-базе (прямые 3,4) кремниевых р-п структур от температуры.

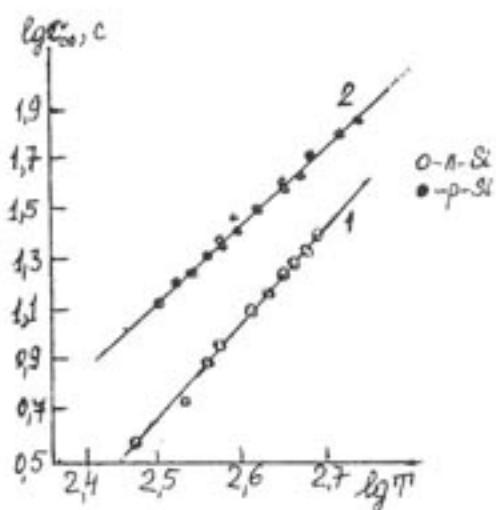


Рис.1б

Зависимость времени жизни неосновных носителей в п-базе (прямая 1) и в р-базе (прямая 2) кремниевых р-п структур при максимально возможной плотности прямого тока от температуры

Резюмируя можно сказать, что в р-п структурах на основе п-Si рекомбинация идет через акцепторные уровни ($\sigma_p/\sigma_n \gg 1$), расположенные посередине запрещенной зоны. При низких температурах и малых уровнях инжекции τ_p минимально ($\sim 10^{-7}$ с.). Это обусловлено тем, что концентрация дырок мала и любая захваченная дырка рекомбинирует с электроном. Время жизни дырок при низком уровне инжекции равно времени жизни дырок в сильно легированном п-материале, когда все центры-ловушки заполнены электронами, поэтому захват дырки заканчивается ее рекомбинацией. Центры опять тут же забиваются электронами из зоны проводимости. С увеличением как температуры, так и уровня инжекции время жизни дырок растет, при этом не каждая захваченная дырка забивается электронами из зоны проводимости. В основном рост времени жизни при низком уровне инжекции $\tau_0(T)$ обусловлен возрастанием обратного теплового заброса дырки из ловушки в валентную зону, в результате чего затрудняется ее рекомбинация с электроном. Энергия активации такого процесса соответствует глубине залегания рекомбинационного центра ΔE_t в запрещенной зоне.

В предельном случае очень больших концентраций дырок (и электронов) время жизни дырок возрастает настолько, что процесс рекомбинации ограничивается уже захватом электронов (основных носителей), т.е. определяется временем жизни электронов в материале, резко выраженного р-типа проводимости (τ_{po}).

В р-п структурах на основе р-Si ($p=400\text{Om}\cdot\text{cm}$) в исследуемом интервале температур $T=(300\div 510^\circ\text{K})$ изменяется характер зависимости τ_p от плотности тока ($I=(10\div 300)\text{mA}/\text{cm}^2$). При относительно невысоких температурах ($T < 433^\circ\text{K}$) с ростом I_{np} τ_p возрастает, а при $T > 433^\circ\text{K}$, наоборот, убывает. При некоторой критической температуре $T_{kp}=433^\circ\text{K}$ τ_p не зависит от концентрации инжектированных неравновесных электронов.

С учетом зависимости от температуры N_c , P_v -плотностей состояний в заполненных зонах, из наклона прямой $\ln[\tau_0(\frac{300}{T})^{3/2}] = f(\frac{10^3}{T})$ найдено значение энергии активации глубокого центра, ответственного за рекомбинацию $\Delta E_t=0,36\div 0,02\text{эВ}$ (Рис.1а, прямая 3).

По зависимости $\tau_{\infty}(T)$ согласно [9] была определена температурная зависимость эффективного сечения носителей данным центром $\sigma \sim T^2$. Зависимость $\tau_{\infty}(T)$, построенная в двойном логарифмическом масштабе (Рис.1б, прямая 2), позволяет установить, что $\tau_{\infty} \sim T^{2.2}$, а температурная зависимость эффективного сечения $\sigma_n \sim T^{-2.7}$. Сопоставление величины $\Delta E_t = 0.36 \text{ эВ}$ и вычисленных значений отношения эффективного сечения захвата электрона и дырки данным центром $\sigma_n/\sigma_p = 1.7$ и литературных данных о поведении различных примесей в кремнии [10-12] позволяет сделать вывод, что эффективным центром рекомбинации в p-Si служат атомы золота, имеющие донорную природу и расположенные в нижней половине запрещенной зоны.

Нами было исследовано также время жизни дырок в n-базе кремниевых p-n структур, в которых производилась диффузия никеля из химически осажденного металлического слоя. Время жизни дырок при низком уровне инжекции при 300К изменяется от нескольких до 50 мкс (Рис.2). В области невысоких температур $T < T_{kp}$ время жизни дырок очень медленно с $\Delta E_t \approx 0.04 \div 0.06 \text{ эВ}$ возрастает с температурой. В области высоких температур за рекомбинацию ответственны центры с энергией $\Delta E_2 \approx 0.22 \div 0.02 \text{ эВ}$. При повышенных температурах ($463 \div 503^\circ\text{K}$) температурная зависимость $\tau_o^{(p)}$ определяется уже рекомбинацией через центры с энергией активации $\Delta E_t = 0.55 \div 0.02 \text{ эВ}$. Анализ экспериментальных данных и сопоставление их с теорией позволяет заключить, что центры с $\Delta E_t = 0.22 \text{ эВ}$ имеют акцепторную природу ($\sigma_n/\sigma_p \sim 1$), $\sigma_p \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ и расположены в нижней половине запрещенной зоны.

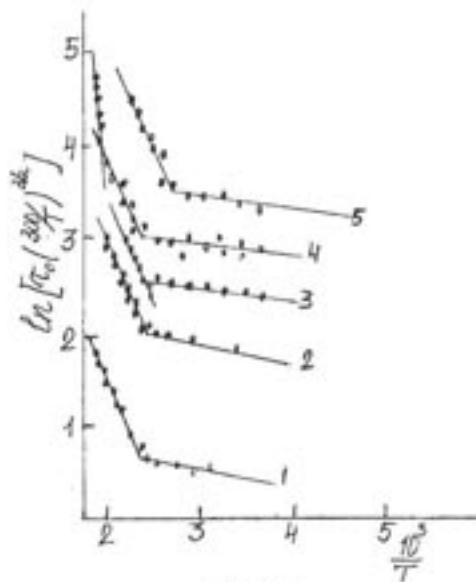


Рис.2

Зависимость времени жизни дырок в p-n структурах на основе n-Si с никелем от температуры для пяти исследуемых образцов.

Исследование τ_p в Si n-типа с примесью никеля показывает, что никель, диффундируя вглубь материала, компенсирует (экранирует) глубокие уровни с $\Delta E_t = 0.55 \text{ эВ}$. Результирующее время жизни имеет на 3 порядка большее значение и изменяется с температурой с энергией активации $0.22 \pm 0.02 \text{ эВ}$.

Для исследования глубоких уровней никеля в кремнии нами, в качестве основного метода, была использована нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НЕСГУ) и метод фотоемкости.

Известно, что в общем случае, при тепловом и оптическом воздействии кинетика перезарядки ГУ записывается в следующем виде [13, 14]:

$$\frac{dN_t}{dt} = (c_n + e_p + e_p^{\text{опт}})(N_t - n_t) - (c_p + e_n + e_n^{\text{опт}})n_t, \quad (2)$$

где

$$c_n = \sigma_n v_n n, \quad c_p = \sigma_p v_p p. \quad (3)$$

$$e_n = \sigma_n v_n \exp(-\frac{E_i}{kT}), \quad e_p = \sigma_p v_p N_{v_p} \exp(-\frac{E_i - E_v}{kT}), \quad (4)$$

$$e_n^{\text{опт}} = \chi_n \Phi, \quad e_p^{\text{опт}} = \chi_p \theta, \quad (5)$$

Здесь N_t - концентрация ГУ, n_t - концентрация электронов на ГУ, N_c - эффективная плотность состояний в зоне проводимости, N_{v_p} - эффективная плотность состояний в валентной зоне, n - концентрация электронов в зоне проводимости, E_i - энергия ионизации ГУ, σ_n и σ_p - сечения захвата электронов и дырок, соответственно, C_n и C_p - скорость захвата электронов и дырок на ГУ, соответственно, e_n и e_p - скорость термической эмиссии электронов и дырок, v_n и v_p - средние тепловые скорости электронов и дырок, Φ - плотность потока фотонов.

Из решения уравнения (2) равновесное заполнение ГУ в общем случае даётся:

$$n_t(\infty) = \frac{a}{a+b} N_t \quad (6)$$

Релаксация n_t происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени $\theta = (a+b)^{-1}$, $a = c_n + e_p + e_p^{\text{опт}}$, $b = c_p + e_n + e_n^{\text{опт}}$.

Методы емкостной спектроскопии основаны на измерении скоростей оптической или термической эмиссии носителей с ГУ в зону проводимости или из валентной зоны на ГУ, когда $C_n = C_p = 0$. Отсюда вытекает и основное различие в методах НЕСГУ и ФЕ. Метод НЕСГУ основан на измерении скорости термической эмиссии носителей с ГУ в одну из зон, когда $\Phi = 0$, при этом $e_n^{\text{опт}} = e_p^{\text{опт}} = 0$. В отличии от НЕСГУ, при исследовании ФЕ, $e_p = e_n = 0$ и измеряется скорость оптической эмиссии. На практике скорость термической эмиссии находят из измерений величины барьерной емкости обратно смещенного р-п перехода или барьера Шоттки в процессе изменения заполнения ГУ электронами или дырками.

Вследствие экспоненциальной зависимости скоростей термической эмиссии от энергии ионизации уровня, для ГУ в верхней половине запрещенной зоны, как правило, $e_n \gg e_p$, а для нижней $e_p \gg e_n$. Скорость эмиссии для случая $e_n \gg e_p$ равна

$$e_n = \theta^{-1} = \sigma_n v_n N_c \exp(-\frac{E_i}{kT}) \quad (7)$$

Энергия ионизации E_i и сечение захвата носителей σ_n находят из зависимости $\lg(\theta) = f(\frac{1}{T})$. Поскольку температурная зависимость σ в уравнении (7) чаще всего неизвестна, то при вычислении E_i полагают $\sigma(T) = \text{const}$. Точность определения сечения захвата из температурной зависимости постоянной перезарядки θ невелика и позволяет определить лишь порядок величины σ [14].

Измерение спектров НЕСГУ проводилась на автоматизированной установке, в которой в качестве измерителя емкости использован мост полных проводимостей МПП-300. Работа установки основана на измерении емкости диода $C(t)$ в фиксированные моменты времени t_1 и t_2 после включения обратного смещения, определения разности $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ и регистрации в зависимости от температуры.

Концентрация ионизованных глубоких центров при начальном заполнении дырками ГУ в верхней половине запрещенной зоны ($e_n \gg e_p$) равна:

$$N(t) = N_t \exp(-\frac{t}{\theta}) \quad (8)$$

где $\theta = e_n^{-1}$. При начальном заполнении дырками ГУ в нижней половине зоны ($e_p > e_n$):

$$N(t) = N_i [1 - \exp(-\frac{t}{\theta})] \quad (9)$$

Сигнал НЕСГУ имеет максимум при температуре T_m , когда θ_m равно

$$\theta_m = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_2/t_1)} = \frac{t_1(n-1)}{\ln n}, \quad (10)$$

где $n = t_2/t_1$ и t_1 определяют окно скоростей эмиссии. Максимальное значение нормированного сигнала получается при

$$S_m(\theta) = (1 - n^{-1}) / n^{1/n-1} \quad (11)$$

Из (11) видно, что высота пика нормированного пика возрастает с увеличением n . Температура, при которой наблюдается максимум тока, определяется из:

$$T_m = \frac{E_i}{k \ln \sigma_n v_n N_c \theta_m} = \frac{E_i}{k \ln \left[\frac{t_1(n-1)}{\ln n} \sigma_n v_n N_c \right]} \quad (12)$$

Следовательно, положение сигнала НЕСГУ на шкале температур определяется E_i , σ_n и окном скоростей эмиссии n .

Расчет параметров уровня сводится к построению зависимости $\lg(\theta T^2) = f(\frac{1}{T})$, называемой графиком Аррениуса. Тангенс угла наклона этой кривой определяет энергию ионизации E_i глубокого уровня. Из того же выражения (12) при $T = T_m$ в виде

$$\theta_m = (\sigma_n B_n T_m^2)^{-1} \exp\left(\frac{E_i}{k T_m}\right)$$

можно найти соотношения для сечения захвата электронов (в максимуме пика НЕСГУ)

$$\sigma_n = \exp\left[\frac{E_i}{kT_m} - \lg(\theta_m T_m^2) - \ln B_n\right].$$

Фотоемкость основана на измерении скорости оптической перезарядки ГУ. При низкой температуре термическая ГУ в слое объемного заряда происходит очень медленно, т.е. начальное заполнение ГУ сохраняется длительное время. При этом $e_n = e_p = C_n = C_p = 0$

$$(\theta^{\text{опт}})^{-1} = e_n^{\text{опт}} + e_p^{\text{опт}}$$

$$\text{Концентрация электронов на ГУ } N(\infty) = \frac{\chi_p}{\chi_n + \chi_p} N_i$$

В диапазоне примесного света $E_i < h\nu < E_g - E_b$, когда исключена возможность двойных оптических переходов через ГУ или при $\chi_n >> \chi_p$, сечение фотоионизации электронов равно $\chi_n = (\theta^{\text{опт}} \Phi)^{-1}$. В спектральной области $E_g > h\nu \geq E_g - E_b$ возможны двойные оптические переходы через ГУ, и $\theta^{\text{опт}}$ зависит от $\chi_n + \chi_p$.

Для проведения измерений методом НЕСГУ определенные требования предъявляются к исследуемым образцам. Оптимальным считается соотношение, когда концентрация компенсирующей примеси $N_i (N_i)$ меньше концентрации мелкой N_M , т.е. $N_i/N_M << 1$ (для наших измерений $N_i/N_M = 10^{-4}$).

Увеличение удельного сопротивления ρ в n-Si и отсутствие заметных изменений ρ в n-Si после легирования их никелем говорит об акцепторном характере образующихся ГУ. Максимальная концентрация образующихся глубоких уровней никеля в n-Si составила $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с данными [17]. При относительно высокой концентрации растворенного никеля в кремнии ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и больших коэффициентах

($D=5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$) основная часть атомов располагается в междуузлии в электрически неактивном состоянии и, вплоть до 0,1%, в узлах решетки в электроактивном состоянии.

На Рис.3а (кривая 1) приведен типичный спектр НЕСГУ $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$, измеренный в режиме постоянной емкости в интервале 77÷300К при $\theta_m=9,1 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Аналогичный спектр для $p\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$ приведен на Рис.3а (кривая 2). Видно, что в верхней половине запрещенной зоны $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$ образуются две ГУ А и В. В нижней половине запрещенной зоны $p\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$ образуются 4 ГУ С, Д, Е, F. При измерении спектров НЕСГУ p^-n переходов, легированных никелем, в режиме инжекции дырок (Рис.3а, кривая 3) можно наблюдать одновременно ГУ А, В, С и Е, т.е. уровни С и Е образуются также и в $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$. Это говорит о том, что образование ГУ никеля не зависит от типа проводимости исходного кремния.

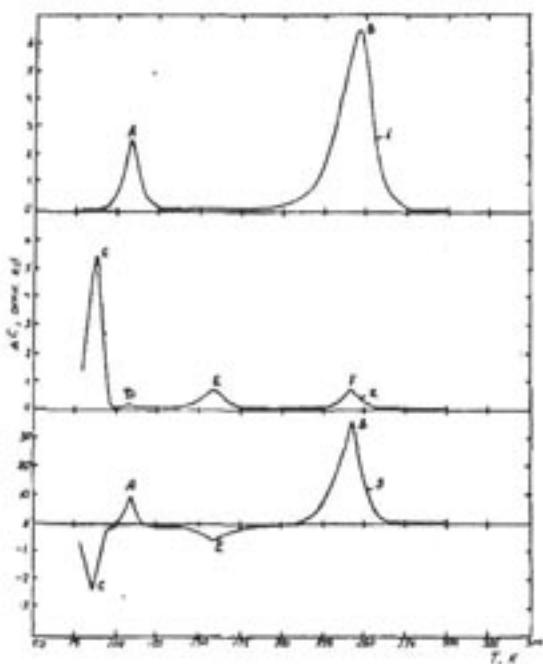


Рис.3а

Спектры НЕСГУ $\text{Si}\langle\text{Ni}\rangle$: 1- $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$; 2- $p\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$; 3- $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$ (измерения в режиме инжекции).

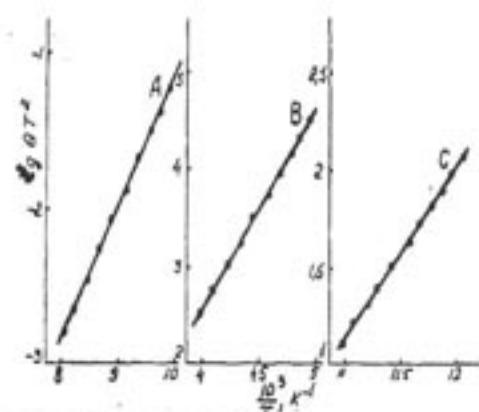


Рис.3б

Температурная зависимость постоянной времени перезарядки глубоких уровней А, В и С.

Учитывая малость концентраций, а также большую нестабильность во времени ГУ Д, Е и F, исключим их из дальнейшего рассмотрения.

На Рис.3б приведены графики зависимости $\lg(\theta T^2)=f(\frac{1}{T})$ для пиков А, В и С, расчитанные из спектров НЕСГУ. Из наклона этих зависимостей были определены ГУ, соответствующие данным пикам: $\Delta E_t = E_c - (0,20 \pm 0,02)$ (уровень А); $E_c - (0,41 \pm 0,02)$ (уровень В); $E_v + (0,18 \pm 0,02)$ (уровень С) с эффективными сечениями захвата основных носителей на эти центры: $\sigma_n = 3,20 \cdot 10^{-16}$; $1,10 \cdot 10^{-16}$ и $\sigma_p = 1,01 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3$ [16].

Из измерений фотоэлектрических свойств $\text{Si}\langle\text{Ni}\rangle$ определено значение энергии оптической ионизации ГУ никеля, которое находится в удовлетворительном согласии со значениями энергии термической ионизации [17].

По-видимому, глубокий уровень $E_v + 0,22 \text{ эВ}$, найденный из измерений времени жизни неосновных носителей методом переходных характеристик с учетом ошибки измерения имеет ту же природу, что и уровень $E_v + 0,18 \text{ эВ}$, определенный из НЕСГУ.

Экспериментально обнаруженные нами три глубоких уровня никеля в кремнии не согласуются с представлением о никеле, как двойном акцепторе, поскольку в этом случае следует ожидать образования двух глубоких уровней никеля. Такое утверждение

основывается на простых модельных представлениях [17-20], с помощью которых возможно в ряде случаев предсказать тип и число энергетических уровней, связанных с данной примесью. В соответствии с этой моделью атом никеля (в свободном состоянии структура $3d^{10}4s^2$), находясь в узле кристаллической решетки типа алмаза (Ge, Si) для осуществления тетраэдрических связей с атомами матрицы (образование Sp^3 -гибридной связи) может захватить два электрона из зоны проводимости, образуя при этом структуру $3d^{10}4s^14p^3$. Верность такой модели показана на примере германия, легированного никелем. Никель в Ge является двойным акцептором и образует два ГУ в верхней и нижней половинах запрещенной зоны с $E=E_c-0,30$ и $E=E_v+0,23\text{эВ}$. В этой связи представляется полезным сопоставление свойств примеси никеля в Ge и Si с целью систематизации типа и числа ГУ, вводимых им в запрещенную зону кремния и соответствия их модели двойного акцептора.

Нами обнаружены два глубоких уровня никеля в Ge (как n-, так и p-типа) с энергиями $E_c-(0,30 \pm 0,02)$ и $E_v+(0,23 \pm 0,02)\text{эВ}$ с $\sigma_n=3,5 \cdot 10^{-15}$ и $\sigma_p=3,7 \cdot 10^{-15}\text{см}^3$. Сопоставление параметров ГУ, а также фотоэлектрических свойств $Ge<Ni>$ указывает на сходство в поведении никеля в кристаллах, имеющих структуру типа алмаза (модель тетраэдрических связей) [17,20].

Таким образом, в результате проведенных исследований, сопоставления полученных результатов с литературными данными, а также с данными исследований энергетического спектра никеля в германии, можно сказать, что никель в кремнии является двойным акцептором. Центрам никеля в кремниии соответствует два глубоких уровня с $E=E_c-0,41\text{эВ}$ и $E=E_v+0,18\text{эВ}$. Глубокий уровень $E_c-0,20\text{эВ}$ связан со структурным дефектом, возникающим при диффузии атомов никеля.

1. А.Д.Булкин, Н.И.Якичек, *Технология и оборудование производства силовых полупроводниковых приборов*, М., Энергоиздат, (1984) 256.
2. Ю.А.Евсеев, *Полупроводниковые приборы для мощных высоковольтных преобразовательных устройств*, М., Энергия, (1978) 193.
3. Под ред. М.Хоувза, В.Моргана, *Приборы с зарядовой связью*, М., Энергоиздат, (1981) 372.
4. G.P.Chiavorotti, M.Conti, *Solid State Electronics*, **20** (1977) 907.
5. S.J.Pearton, J.Tavendal, *J. Appl. Phys.*, **54** (1983) 1375.
6. H.Indusekhar, Vikram Kunar, *J. Appl. Phys.*, **61** (1987) 1449.
7. О.Ф.Афонин, В.М.Волле, В.Б.Воронков, И.В.Грехов, *Преобразовательная техника*, **104** (1978) 1.
8. В.И.Стриха, Е.В.Бузанова, И.А.Радзиевский, *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки*, М., Сов. радио (1974) 230.
9. З.А.Искендер-заде, Э.А.Джафарова, *Физика p-n переходов*, Рига, Знамене, (1966) 103.
10. С.Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, М., Мир, 1 (1984) 456.
11. К.П.Абдурахманов, Р.Ф.Витман, Н.Б.Гусева, *ФТП*, **30** (1996) 392.
12. Н.Н.Прибылов, Е.И.Прибылова, *ФТП*, **30** (1996) 635.
13. D.V.Lang, *J. Appl. Phys.*, **45** (1974) 3023.
14. Л.С.Берман, А.А.Лебедев, *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках*, Л., Наука, (1981) 176.
15. C.T.Sah, L.Fostes, *Solid State Electronics*, **13** (1970) 759.
16. Л.М.Каштанова, А.А.Лебедев, *ФТП*, **9** (1975) 1832.
17. Б.И.Болтакс, М.К.Бахадырханов, *Компенсированный кремний*, Л., Наука, (1972) 122.
18. А.А.Лебедев, Э.А.Джафарова, Э.С.Таптыгов, *ДАН Азерб. ССР*, **43** (1987) 34.
19. А.А.Лебедев, Э.А.Джафарова, Э.С.Таптыгов, *ФТП*, **21** (1987) 2237.
20. Р.Ньюмен, В.Тайлер, *УФН*, **LXX** (1960) 587.

основывается на простых модельных представлениях [17-20], с помощью которых возможно в ряде случаев предсказать тип и число энергетических уровней, связанных с данной примесью. В соответствии с этой моделью атом никеля (в свободном состоянии структура $3d^{10}4s^2$), находясь в узле кристаллической решетки типа алмаза (Ge, Si) для осуществления тетраэдрических связей с атомами матрицы (образование Sp^3 -гибридной связи) может захватить два электрона из зоны проводимости, образуя при этом структуру $3d^{10}4s^14p^3$. Верность такой модели показана на примере германия, легированного никелем. Никель в Ge является двойным акцептором и образует два ГУ в верхней и нижней половинах запрещенной зоны с $E=E_c-0,30$ и $E=E_v+0,23\text{эВ}$. В этой связи представляется полезным сопоставление свойств примеси никеля в Ge и Si с целью систематизации типа и числа ГУ, вводимых им в запрещенную зону кремния и соответствия их модели двойного акцептора.

Нами обнаружены два глубоких уровня никеля в Ge (как n-, так и p-типа) с энергиями $E_c-(0,30 \pm 0,02)$ и $E_v+(0,23 \pm 0,02)\text{эВ}$ с $\sigma_n=3,5 \cdot 10^{-15}$ и $\sigma_p=3,7 \cdot 10^{-15}\text{см}^3$. Сопоставление параметров ГУ, а также фотоэлектрических свойств $Ge<Ni>$ указывает на сходство в поведении никеля в кристаллах, имеющих структуру типа алмаза (модель тетраэдрических связей) [17,20].

Таким образом, в результате проведенных исследований, сопоставления полученных результатов с литературными данными, а также с данными исследований энергетического спектра никеля в германии, можно сказать, что никель в кремнии является двойным акцептором. Центрам никеля в кремниии соответствует два глубоких уровня с $E=E_c-0,41\text{эВ}$ и $E=E_v+0,18\text{эВ}$. Глубокий уровень $E_c-0,20\text{эВ}$ связан со структурным дефектом, возникающим при диффузии атомов никеля.

1. А.Д.Булкин, Н.И.Якичек, *Технология и оборудование производства силовых полупроводниковых приборов*, М., Энергоиздат, (1984) 256.
2. Ю.А.Евсеев, *Полупроводниковые приборы для мощных высоковольтных преобразовательных устройств*, М., Энергия, (1978) 193.
3. Под ред. М.Хоувза, В.Моргана, *Приборы с зарядовой связью*, М., Энергоиздат, (1981) 372.
4. G.P.Chiavorotti, M.Conti, *Solid State Electronics*, **20** (1977) 907.
5. S.J.Pearton, J.Tavendal, *J. Appl. Phys.*, **54** (1983) 1375.
6. H.Indusekhar, Vikram Kunar, *J. Appl. Phys.*, **61** (1987) 1449.
7. О.Ф.Афонин, В.М.Волле, В.Б.Воронков, И.В.Грехов, *Преобразовательная техника*, **104** (1978) 1.
8. В.И.Стриха, Е.В.Бузанова, И.А.Радзиевский, *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки*, М., Сов. радио (1974) 230.
9. З.А.Искендер-заде, Э.А.Джафарова, *Физика p-n переходов*, Рига, Знамене, (1966) 103.
10. С.Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, М., Мир, 1 (1984) 456.
11. К.П.Абдурахманов, Р.Ф.Витман, Н.Б.Гусева, *ФТП*, **30** (1996) 392.
12. Н.Н.Прибылов, Е.И.Прибылова, *ФТП*, **30** (1996) 635.
13. D.V.Lang, *J. Appl. Phys.*, **45** (1974) 3023.
14. Л.С.Берман, А.А.Лебедев, *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках*, Л., Наука, (1981) 176.
15. C.T.Sah, L.Fostes, *Solid State Electronics*, **13** (1970) 759.
16. Л.М.Каштанова, А.А.Лебедев, *ФТП*, **9** (1975) 1832.
17. Б.И.Болтакс, М.К.Бахадырханов, *Компенсированный кремний*, Л., Наука, (1972) 122.
18. А.А.Лебедев, Э.А.Джафарова, Э.С.Таптыгов, *ДАН Азерб. ССР*, **43** (1987) 34.
19. А.А.Лебедев, Э.А.Джафарова, Э.С.Таптыгов, *ФТП*, **21** (1987) 2237.
20. Р.Ньюмен, В.Тайлер, *УФН*, **LXX** (1960) 587.

NIKELİN SİLİSİUMDA YARATDIĞI DƏRİN SƏVİYYƏLƏRİN TƏTQİQİ

E.Ə. CƏFƏROVA

Aşağıda gösterilen kompleks metodlardan istifadə edərək: eks müqqavimətin bərpası keçid xarakteristikaları, qeyristasional tutum spektroskopiyası, fototutum ve fotokeçiricilik nikelin silisiumda yaratdığı dərin səviyyələrin əsas parametrləri təyin edilib.

DEEP LEVELS of NICKEL in SILICON

E.A. JAFAROVA

Using complex of techniques- surge characteristics of restoring of a return resistance, non-stationary capacity of spectroscopy, photo-capacity and photoconductivity - the behavior of nickel in silicon was investigated. The main parameters of deep levels of nickel in silicon were determined.

Редактор: Г. Аждаров