

инерциальными средствами и при использовании локальных дифференциальных систем.

Список использованных источников

1. Соловьев Ю.А. Системы спутниковой навигации. – М.: Эко-Трендз, 2000. – 260 с.
2. Гребенюк П.Т. Проложная динамика поезда: Труды ВНИИЖТ. – М.: Интекст, 2003. – 95 с.
3. Долгинцев А.П., Чикурин А.А. Глубинный анализ метаданных информационной GPS-базированной системы// Вестник СамГАПС. – Самара: СамГАПС, 2005. С. 47 – 50.
4. Милов Ю.Г. Концепция создания дифференциальной подсистемы КНС ГЛОНАСС и GPS. Среднеорбитальные СРНС. 2000. Вып.2. - С.25-28.
5. Сетевые спутниковые радионавигационные системы/В.С. Шебшаевич, П.И. Дмитриев, Н.В. Иванцевич. –М.: Радио и связь, 1982. – 272 с.

ЕМКОСТНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г.А. Боднарчук

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

При исследовании дефектов кристаллической решетки необходимо ответить на два вопроса: определить параметры дефекта (электрические, физические) и определить природу возникновения (внешние воздействия, внутренние процессы в полупроводнике). Это позволит устранить причину возникновения дефектов. Определение параметров дефектов возможно путем измерения. Для ответа на вопрос о природе возникновения дефекта нужно получить возможность определения взаимосвязи между измеренными параметрами дефекта и его природой.

Рассмотрим методы измерения параметров дефектов кристаллической решетки. Дефекты, возникающие в кристаллической решетке полупроводников, проявляются в возникновении в запрещенной зоне глубоких уровней (ГУ). Соответственно, основными параметрами дефектов полупроводников являются: энергия ионизации, сечение захвата. Их измерение возможно производить следующими методами: емкостными, рентгеновскими, масс-спектрометрическими, использованием электронного микроскопа. Наиболее простыми являются емкостные методы. Приведем их краткую характеристику.

Емкостная спектроскопия глубоких уровней основана на изменении барьерной емкости р-п-перехода при изменении заполнения электронами или дырками энергетических уровней .

Значение барьерной емкости C может быть вычислено как производная заряда ионизованных примесей в слое объемного заряда (СОЗ) по напряжению

$$C = \frac{dQ_u}{dV}, \quad (1)$$

где Q_u - абсолютная величина положительного или отрицательного заряда в СОЗ.

Из (1) можно получить значение емкости

$$C = \frac{\varepsilon a S}{h}, \quad (2)$$

где $h = x_n - x_p$ - толщина СОЗ при обратном напряжении V , S - площадь р-п - перехода. Значение h при заданном V определяется путем интегрирования уравнения Пуассона. Рассмотрим р-п - переход, в котором помимо доноров и акцепторов имеются глубокие центры (ГЦ) с концентрацией N_2 и энергией ε .

При перезарядке р-п - перехода благодаря сильному электрическому полю в СОЗ стационарная концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне устанавливается быстрее, чем стационарная концентрация электронов на глубоком уровне.

Можно записать, что скорость изменения концентрации электронов на ГУ описывается уравнением [1]

$$\frac{dn_2}{dt} = \gamma_n [(N_2 - n_2)n - n_1 n_2] - \gamma_p [pn_2 - p_1 (N_2 - n_2)], \quad (3)$$

где p_1 - равновесная концентрация дырок в валентной зоне; n_1 - равновесная концентрация электронов в зоне проводимости; n_2 - концентрация электронов на ГУ.

С учетом вышесказанного уравнение (3) принимает вид

$$\frac{d(\Delta n_2)}{dt} = -[\gamma_n (n_c - n_1) + \gamma_p (p_c - p_1)] \Delta n_2, \quad (4)$$

где $\Delta n_2 = n_2(t) - n_{2.c}$.

Пусть при $V=0$ имеет место стационарное заполнение уровня. Переключим р-п - переход от нуля до обратного напряжения V . Пусть $e_n = \gamma_n n_1$ $e_p = \gamma_n p_1$.

При $e_n \gg e_p$ электроны уходят с уровня в зону проводимости с постоянной времени $\tau = e_n^{-1}$. Так как

$$n_1 = N_c \exp[-(\varepsilon_c - \varepsilon)/kT], \quad (5)$$

то

$$\tau = (\sigma_n b_n T^2)^{-1} \exp\left(\frac{\varepsilon_c - \varepsilon}{kT}\right), \quad (6)$$

где b_n - параметр полупроводника, ε_c - энергия дна зоны проводимости. Логарифмируя последнее выражение, получим,

$$\ln(\tau T^2) = -\ln(\sigma_n b_n) + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon)}{kT}. \quad (7)$$

Если пренебречь температурой зависимостью сечения электрона и энергии ионизации, то выражение (7) - уравнение прямой в координатах $\ln(\tau T^2)$, $1/kT$. Тангенс угла наклона этой прямой равен энергии ионизации ГЦ, а сама прямая отсекает на оси ординат отрезок $-\ln(\sigma_n b_n)$ [2].

Измеряя $\tau(T)$ можно определить энергию ионизации уровня ε и сечение ионизации σ_n .

Используя различные способы заполнения уровня получаем методы исследования ГЦ:

1. Изотермическая релаксация емкости (ИРЕ).

Пусть $e_n \gg e_p$ и имеем $p^+ - n$ -переход, а ГЦ - однозарядный

Можно получить, что при переключении $0 \rightarrow V$ и выполнении условий $V \gg V_k$ и $N_{\partial.z.} \ll N_{\partial.m.}$

$$\frac{C_c - C(t)}{C_c} = \frac{N_{\partial.z.}}{2N_{\partial.m.}} \exp(-t/\tau).$$

Значение τ можно определить по экспериментальной зависимости $C_c - C(t)$.

2. Изотермическая релаксация тока (ИРТ).

Релаксация заполнения ГУ приводит не только к релаксации емкости но и к релаксации тока. Можно получить, что при переключении $0 \rightarrow V$

$$I(t) = I_{см} = \frac{aeN_{\partial.m.} h_c S}{2\tau} \exp(-t/\tau)$$

и значение τ можно определить по экспериментальной зависимости $I(t)$. Для сравнения рассмотренных методов можно сказать, что чувствительность емкостного метода не зависит от τ , чувствительность токового метода

пропорциональна τ^{-1} . Поэтому ИРТ целесообразно использовать при малых τ , а ИРЕ при больших τ .

3. Метод постоянной емкости.

При переключении $0 \rightarrow V$ будем увеличивать обратное напряжение по такому закону $V(t)$, который обеспечивает постоянное значение емкости $C = C_H$. Получаем

$$\frac{V_C - V(t)}{V_C - V_H} = \exp(-t/\tau).$$

Причем в этом методе не требуется выполнения неравенства $V \gg V_K$ или $N_{\partial.м.} \gg N_{\partial.г.}$. В этом преимущество метода постоянной емкости перед ИРЕ.

Реализация ИРЕ.

При переключении $0 \rightarrow V$ будем измерять $C(t_1)$ при $t = t_1$ и $C(t_2)$ при $t = t_2$. Предположим, что перезарядка идет по экспоненте, тогда

$$\frac{\Delta C_{21}}{C_c} = \frac{N_g}{2N_{\partial.м.}} [\exp(-t_1/\tau) - \exp(-t_2/\tau)].$$

Изменяя T измеряем τ и находим τ_{\max} при $T = T_{\max}$ [3]:

$$\tau_{\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}.$$

Выбирая две различные пары t_1 и t_2 и производя два сканирования по T получаем возможность построить по двум точкам прямую (7) и разделить \mathcal{E} .

Реализация рассмотренного выше метода изотермической релаксации емкости исходит из определения положения максимума наблюдаемого спектра. Нередко, однако, достижение максимума является затруднительным в силу, например, того обстоятельства, что максимум может появляться при слишком высоких или, наоборот при слишком низких температурах [4].

4. Термостимулированная релаксация емкости.

Сначала измеряется C_c . При обратном напряжении V охлаждаем p-n переход до T_1 . При охлаждении стационарное заполнение не изменяется.

Измеряем $C(t)$. Далее при $V=0$ охлаждаем до T_1 , а затем прикладываем обратное напряжение V . Начнем увеличивать температуру. Емкость возрастает с ростом T до значения C_C .

Пусть $V \gg V_k$ и температура при нагреве меняется линейно, $T = T_0 + \beta t$. Найдем время $t_{0,5}$ по экспериментальным значениям $C(t)$, C_H и C_C . Тогда

$$\frac{\Delta \varepsilon}{kT_{0,5}} = \ln \left(\frac{\gamma_n N_C T_{0,5}}{\beta \ln 2} \right) - \ln \left(\frac{\Delta \varepsilon}{kT_{0,5}} \right).$$

5. Фотоемкость.

Измерение параметров ГЦ с помощью фотоемкости основано на перезарядке ГУ в СОЗ светом с энергией фотона меньшей, чем ширина запрещенной зоны полупроводника.

Список использованных источников

1. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. -Л.: Наука 1972. - 104с.
2. Берман Л.С., Лебсдев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров полупроводниках. - Л.: Наука, 1981. - 176с.
3. D.V. Lang Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. Journal of Applied Physics, Vol. 45, No. 7, 1974, p.3023-3032.
4. Зубков В.И., Соломонов А.В., Тодоров М.Т. Об определении параметров глубоких центров в полупроводниках по спектрам НЕСГУ // Физика и техника полупроводников, том 21, вып. 9, 1987.- С.1734-1736.

ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ ИНФОРМАЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Г.И. Леонович

Самарский государственный аэрокосмический университет,
г. Самара

Современные волоконно-оптические датчики (ВОД) представляют большой интерес для создания информационно-измерительных систем связи с высокой устойчивостью оптоволоконных элементов электромагнитным помехам, разрушающим факторам окружающей среды (химическим, радиационным, температурным), а также в связи