

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров, кандидат физико-математических наук, доцент (БГТУ)**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

Параметры электронного переноса в полупроводнике можно оценить, зная время релаксации и эффективную массу носителей заряда. В данной работе предложена методика измерения времени релаксации носителей заряда в пластинках *n*-Si и *n*-Ge методом фазовой компенсации зондирующих волн в диапазоне частот 30–80 ГГц. Время релаксации, определенное по величине сдвига фазы зондирующей волны, хорошо согласуется со значениями, полученными на основе модели Друде – Нернста переноса носителей заряда в однородном полупроводнике.

Parameters of electron transfer in a semiconductor can be obtained from measured values of relaxation time and effective mass of the charge carriers. In present paper phase balancing technique is described which allows to determine relaxation time in lightly doped *n*-Si and *n*-Ge wafers by phase balancing of probing millimeter waves in frequency range of 30–80 GHz. Relaxation time was found to be in good agreement with values obtained by model of electron transfer in a homogeneous semiconductor. Measured temperature dependences of relaxation time for both samples in the range from 100 to 350 K correspond to the region of impurity conduction.

Введение. Применение бесконтактных волновых методов исследования полупроводниковых материалов позволяет довольно простыми в техническом отношении методами получить информацию о проводимости и подвижности носителей заряда [1, 2]. Эти параметры можно определить из независимых измерений эффективной массы и времени релаксации [3]. С другой стороны, величину подвижности можно оценить по величине угла поворота плоскости поляризации зондирующей волны [4] в продольном магнитном поле для заданной ориентации кристаллографических осей образца. Располагая данными по подвижности и времени релаксации, можно оценить эффективную массу носителей заряда. В настоящей работе предлагается методика определения времени релаксации носителей по частотной зависимости фазового сдвига зондирующих электромагнитных волн миллиметрового диапазона.

Основная часть. Из модели Друде – Нернста переноса носителей заряда в полупроводнике следует формула для частотного сдвига диэлектрической проницаемости, определяющего изменение фазы зондирующей СВЧ-волны [3]:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_{\text{ст}} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0[1 + (2\pi\nu\tau)^2]}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{\text{ст}}$ – диэлектрическая проницаемость в постоянном электрическом поле; $\sigma_0 = ne^2\tau / m^*$ – удельная проводимость на постоянном токе (n – концентрация носителей заряда; e – элементарный заряд; τ – время релаксации; m^* – эффективная масса носителей); ε_0 – диэлектрическая постоянная; ν – частота волны. Из (1) можно получить время τ , если измерить $\Delta\varepsilon$ на различных частотах. Частотная зависимость $\Delta\varepsilon$ будет заметно сказываться, если $2\pi\nu\tau \sim 1$. Зна-

чения τ составляют обычно 10^{-12} – 10^{-13} с, поэтому частоты, на которых целесообразно проводить измерения, лежат в диапазоне ~ 50 – 100 ГГц. Для этого диапазона частот из (1) следует приближенное выражение для времени τ , которое можно определить по наклону частотной зависимости $\Delta\varepsilon(\nu^2)$:

$$\tau = \left[\frac{\varepsilon_0}{4\pi^2\sigma_0} \frac{d(\Delta\varepsilon)}{d(\nu^2)} \right]^{-1/3}. \quad (2)$$

Частотные измерения диэлектрической проницаемости проводились на двухплечевом интерферометре, собранном по схеме фазовой компенсации.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. В качестве источника зондирующей волны применялся генератор Г4-142, рабочая частота которого перестраивается в диапазоне 30–80 ГГц (что соответствует диапазону длин волн 3,75–10,00 мм). Зондирующая волна через волновод подавалась в разветвитель, а после него – на секцию с образцом и на фазовращатель. Выравнивание амплитуд прошедшей волны в обоих плечах обеспечивалось с помощью аттенюатора. Прошедшее излучение регистрировалось пленочным термопарным приемником, подключенным к осциллографу. Значение сдвига диэлектрической проницаемости рассчитывалось по измеренному фазовому сдвигу $\Delta\varphi$ прошедшей волны. Значение $\Delta\varphi$ определялось по шкале фазовращателя при появлении минимального сигнала с детектора. Точность определения фазового угла составляла около $0,5^\circ$. Измерения проводились на образцах кремния и германия *n*-типа толщиной 0,55 и 0,45 мм соответственно. Предварительно измерялся эффективный коэффициент пропускания

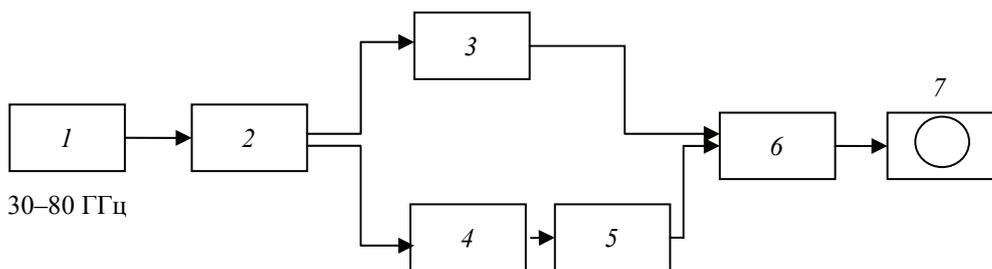


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – перестраиваемый СВЧ-генератор (Г4-142); 2 – разветвитель; 3 – образец; 4 – аттенуатор; 5 – образцовый фазовращатель; 6 – приемник (пленочная термопара); 7 – осциллограф

образцов, по величине которого определялись коэффициент пропускания образца за один проход k_1 и удельная проводимость. Учет многократных отражений приводит к формуле коэффициента k_1 в области высоких частот [5]:

$$k_1 = \frac{e^{-\alpha d} (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) e^{-2\alpha d}]} = \frac{k_0 (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) k_0^2]}, \quad (3)$$

где α – коэффициент поглощения зондирующего излучения; d – толщина образца; ρ – измеренное значение коэффициента отражения от поверхности образца; k_0 – измеренный эффективный коэффициент пропускания.

На рис. 2 представлены зависимости фазового сдвига $\Delta\phi$ от частоты в диапазоне 30–75 ГГц для образцов n -Si и n -Ge. Наблюдается рост фазового сдвига с повышением частоты, причем для германия значение сдвига $\Delta\phi$ больше по сравнению со значениями, полученными для n -Si.

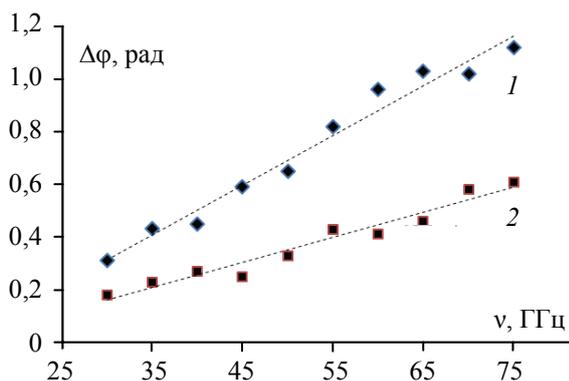


Рис. 2. Зависимости фазового сдвига зондирующей волны от частоты для образцов: 1 – n -Ge с концентрацией примеси $\sim 7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_0 = 16 \text{ См/м}$, $d = 0,55 \text{ мм}$; 2 – n -Si, $\sim 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_0 = 12 \text{ См/м}$, $d = 0,45 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$)

На рис. 3 и 4 представлены зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от частоты для образцов n -Si и n -Ge. Сплошные кривые построены путем расчета диэлектрической проницаемости по формуле (1)

для значений времени релаксации $\tau = 2 \cdot 10^{-13}$ и $8 \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Значение $\epsilon_{\text{ст}}$, которое использовалось в расчетах, измерялось при комнатной температуре и составило 16,4 для германия и 11,9 для кремния.

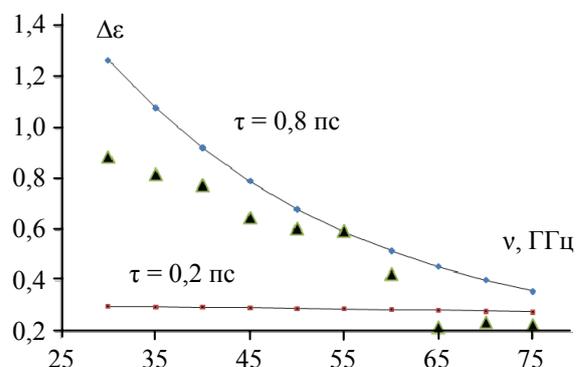


Рис. 3. Расчетные и измеренная зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости от частоты для образцов n -Ge, $\sigma_0 = 16 \text{ См/м}$, $d = 0,55 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$)

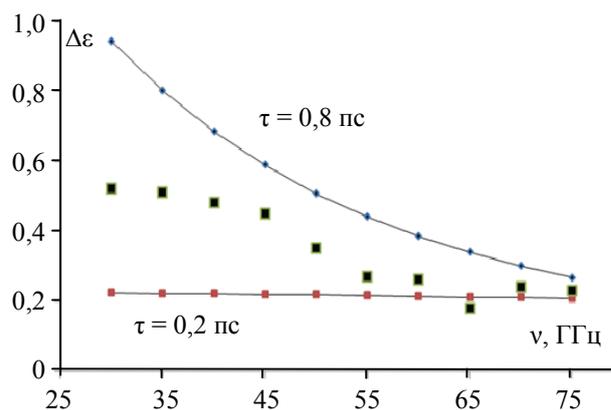


Рис. 4. Расчетные и измеренная зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости от частоты для образцов n -Si, $\sigma_0 = 16 \text{ См/м}$, $d = 0,55 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$)

Значения $\Delta\epsilon$, определенные по измеренному сдвигу фазы, укладываются между указанными расчетными кривыми до частоты $\sim 50 \text{ ГГц}$. На более высоких частотах наблюдается увеличение

разброса величины сдвига $\Delta\varepsilon$. Для образца кремния этот разброс несколько меньше и наблюдается на более высоких частотах. Анализ данных показывает, что кривые, полученные для измеренных значений τ , лучше всего соответствуют времени $\tau \sim (3-5) \cdot 10^{-13}$ с. Такое значение по порядку величины соответствует времени релаксации носителей вследствие их рассеяния на тепловых колебаниях решетки.

На рис. 5 представлены зависимости времени релаксации τ от температуры для обоих образцов, полученные путем расчета по формуле (2). Предварительно для каждой температуры определялось значение производной $d(\Delta\varepsilon) / d(v^2)$ из соответствующей зависимости, в диапазоне зондирующих частот 30–55 ГГц. В этом диапазоне зависимость $\Delta\varepsilon(v^2)$ близка к линейной и наблюдается наименьший разброс $\Delta\varepsilon$.

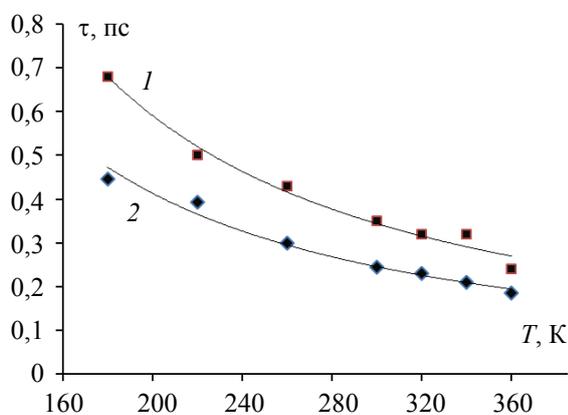


Рис. 5. Измеренные температурные зависимости времени релаксации для *n*-Ge (1) и *n*-Si (2) и аппроксимирующие кривые

Аппроксимация полученных экспериментальных данных степенными функциями показывает, что наблюдаемое уменьшение времени релаксации можно описать зависимостями $\tau = 7 \cdot 10^{-10} T^{-1,34}$ для Ge и $\tau = 3,8 \cdot 10^{-10} T^{-1,28}$ для Si.

Для невырожденного полупроводника в рассматриваемой области температур основным механизмом, влияющим на подвижность, является рассеяние на тепловых колебаниях решетки. Поэтому подвижность носителей в таких полупроводниках должна быть обратно пропорциональна температуре.

В рассматриваемом диапазоне температуры все атомы примеси ионизированы, однако еще не происходит заметного возбуждения собственных носителей и их перехода в зону проводимости. Поэтому концентрация носителей сохраняется приблизительно постоянной и равной концентрации примеси. Тогда наблюдаемая тем-

пературная зависимость времени релаксации согласуется с известной температурной зависимостью подвижности носителей заряда, которая пропорциональна времени релаксации [6].

Оценка подвижности для кремния с использованием значения $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$ с (при $T = 295$ К) и эффективной массы $m^* = 0,55m_0$ (m_0 – масса электрона) дает $\mu = e\tau / m^* = 0,16$ м²/В·с, что хорошо согласуется с известными данными.

Заключение. Предложена методика бесконтактного определения времени релаксации носителей заряда в плоских образцах примесных полупроводников, в основе которой лежит измерение фазового сдвига зондирующей волны на частотах $\sim 10^{11}$ Гц. Полученные значения времени релаксации согласуются с известными данными. Наблюдаемое поведение времени релаксации с температурой в диапазоне 180–300 К хорошо согласуется с известными представлениями о зависимости подвижности от температуры. В сочетании с методами определения концентрации и удельной проводимости предлагаемая методика может применяться как вспомогательная для определения эффективной массы и подвижности носителей заряда в полупроводниковых материалах в широком температурном диапазоне.

Литература

1. Кучис, Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М.: Советское радио, 1990. – 263 с.
2. Excess carrier lifetime measurement for plasma-etched GaN by the microwave photoconductivity decay method / Hideki Watanabe [et al.] // *Jap. J. Appl. Phys.*, Pt. 1. – 2007. – Vol. 46, No. 1. – P. 35–39.
3. Мадьяров, В. Р. Определение параметров переноса носителей заряда в полупроводниках с помощью СВЧ-зондирования // В. Р. Мадьяров, Т. В. Пуцко // *Труды БГТУ*. – 2012. – № 6: Физ.-мат. науки и информатика. – С.88–90.
4. Мадьяров, В. Р. Микроволновые холловские измерения в кремнии при комнатной температуре / В. Р. Мадьяров // *Труды БГТУ. Сер. VI, Физ.-мат. науки и информатика*. – 2009. – Вып. XVII. – С. 99–102.
5. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies / Murata Kenichiro [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 98, No. 8. – P. 084107/1–084107/8.
6. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М.: Мир, 1984. – 455 с.

Поступила 01.03.2013