

щественному изменению их свойств (рис. 2, кривая 5). Аналогичный эффект наблюдался и в случае электронного облучения [3].

Авторы благодарят В. Ф. Киселева за интерес к работе и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аброян И. А., Величко В. Я., Гаврилюк А. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1978. 4, № 10. С. 565. [2] Величко В. Я. // Письма в ЖТФ. 1980. 6, № 22. С. 1345. [3] Леонов А. С., Подсвилов О. А. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 17. С. 1046. [4] Киселев В. Ф., Козлов С. Н., Левшин Н. Л., Смирнов Н. И. // ФТТ. 1988. 30, № 3. С. 924. [5] Зайцев В. Б., Киселев В. Ф., Левшин Н. Л. и др. // ДАН СССР. 1989. 304, № 3. С. 649. [6] Мокеров В. Г., Сарайкин В. В. // ФТТ. 1976. 18, № 7. С. 1801. [7] Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. М., 1966.

Поступила в редакцию
26.04.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 621.315.592

РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ В КОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ Ge<Au, Sb>

И. А. Курова, А. М. Идалбаев

(кафедра физики полупроводников)

В компенсированном полупроводнике Ge(Au, Sb) в условиях ИК-подсветки и в темноте исследованы температурные зависимости холловской подвижности при $5 < T < 100$ К и влияние на ее величину электрического поля. Показано, что при $T < 8$ К рост и насыщение в условиях ИК-подсветки обусловлены фоторазогревом электронов; оценено отношение τ_e/τ .

В предыдущих работах [1, 2] мы сообщали, что в компенсированном полупроводнике Ge(Au, Sb) при $T < 10$ К в условиях ИК-подсветки с понижением температуры наблюдаются резкий рост и насыщение подвижности электронов. Полученные результаты объяснялись наличием в зоне проводимости нетермализованных фотоэлектронов с большой подвижностью, вклад которых в подвижность пропорционален τ_e/τ (τ_e — время релаксации энергии, τ — время жизни электронов) и возрастает с понижением температуры. При фиксированной энергии фотовозбуждения отношение τ_e/τ , а следовательно, и вклад в подвижность зависят не только от температуры, но и от величины электрического поля [3].

Целью настоящей работы является исследование влияния электрического поля на холловскую подвижность μ_H в компенсированном Ge(Au, Sb) при $T < 10$ К в условиях ИК-подсветки и в темноте. Для получения дополнительной информации при интерпретации результатов исследовались также температурные зависимости $\mu_H(T)$ в более широком, чем в предыдущих работах, интервале температур (5—100 К). Холловская подвижность определялась по данным измерений проводимости σ и постоянной Холла R . Исследовались образцы двух типов: 1) с малым заполнением верхнего акцепторного уровня золота: $E_i = E_c - 0,04$ эВ ($2N_{Au} < N_{Sb} < 3N_{Au}$) и 2) с частичной компенсацией уровня сурьмы ($N_{Sb} > 3N_{Au}$). Для образцов 1-го типа измерения проводились только при ИК-подсветке, поскольку темновые измерения затруднены из-за высокоомности образцов. Для образцов 2-го типа измерения проводились как в темноте, так и при ИК-подсветке. ИК-подсветка осуществлялась CO₂-лазером через охлажденный фильтр InSb.

В компенсированном Ge(Au, Sb) потенциальный рельеф, создаваемый заряженными примесями, является причиной аномальных температурных зависимостей $\mu_H(T) \sim \sigma R$ [1]. Параметром, определяющим влияние потенциального рельефа на $\mu_H(T)$, является отношение $\epsilon_p/(kT)$ (ϵ_p — уровень протекания). При $\epsilon_p < kT$ рельеф не оказывает влияния на μ_H . На рис. 1 приведены типичные зависимости $\mu_H = \sigma R$ для образцов обоих типов при лазерной подсветке (1, 3) и в темноте для образца 2-го типа (2). Видно, что при $T > 8$ К для образца 1-го типа при фотовозбуждении электронов, а для образцов 2-го типа — в равновесных условиях не наблюдается аномальных температурных зависимостей μ_H : $\mu_H \sim T^{3/2}$ в интервале

8—40 К. При $T > 40$ К становится существенным рассеяние на акустических фононах и $\mu_H(T)$ отклоняется от этой зависимости. Более слабая зависимость $\mu_H(T)$ при $14 < T < 40$ К для образцов 2-го типа при ИК-подсветке объясняется оптической перезарядкой уровней золота и сурьмы, когда с температурой меняется концентрация рассеивающих центров. С понижением температуры при $T < 14$ К зависимость $\mu_H \sim T^{3/2}$ восстанавливается, поскольку перезарядка уровней закончена и концентрация рассеивающих центров неизменна. Наиболее отчетливо область температур оптической перезарядки уровней видна на рис. 2 (1—3), где приведена температурная зависимость $n_H = 1/R$ для образца 1-го типа; при $T < 14$ К n_H уменьшается

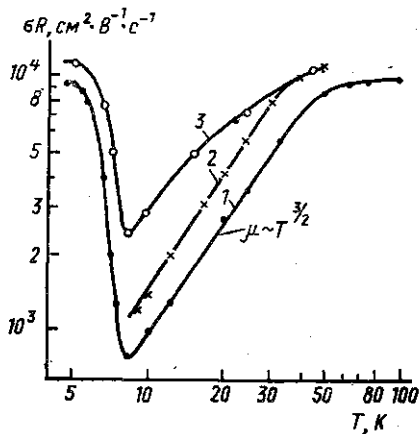


Рис. 1. Температурные зависимости холловской подвижности $\sigma R = \mu_H$ для образцов 1-го (1) и 2-го типа (2, 3) при освещении CO_2 -лазером (1, 3) и в темноте (2)

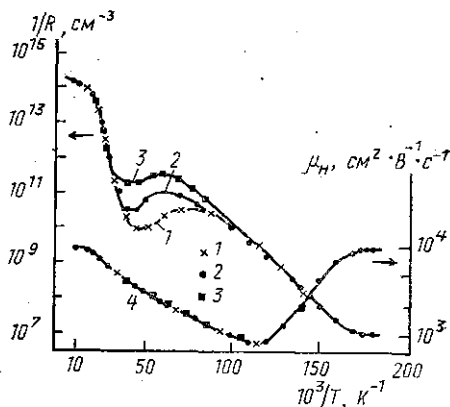


Рис. 2. Температурные зависимости концентрации электронов $1/R = n_H$ (1—3) и холловской подвижности (4) для образца 1-го типа при различных интенсивностях CO_2 -лазера: $W_1 < W_2 < W_3$ (индекс соответствует номеру кривой)

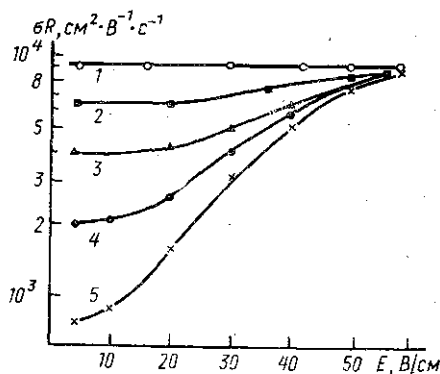


Рис. 3. Зависимость холловской подвижности от напряженности электрического поля для образца 1-го типа при различных температурах в условиях освещения CO_2 -лазером: $T = 5,3$ (1); 6,2 (2); 7,1 (4) и 8,7 К (5)

($n_H \sim \exp(-\Delta E/kT)$), где $\Delta E = 0,01$ эВ — энергия ионизации сурьмы). Для этих образцов заполнение уровня золота Au^3- мало и, следовательно, относительное изменение числа рассеивающих центров при перезарядке также мало и не влияет на величину μ_H и ее температурную зависимость.

Таким образом, на основании данных по зависимости $\mu_H(T)$ можно сделать вывод, что значения холловской подвижности и концентрации электронов, получаемых из измерений эффекта Холла и проводимости для данных типов образцов, соответствуют истинным величинам n_H , μ_H . Дополнительным доказательством этого является отсутствие зависимости μ_H от интенсивности лазерного излучения W в области температур 10—30 К, где концентрация свободных электронов определяется световой

генерацией с ионов Au^{3-} (рис. 2). Следует отметить и тот факт, что в области температур, где осуществлялась предельная перезарядка уровней ($T < 14$ К), характер зависимости $\mu_H \sim T^{3/2}$ одинаков для всех образцов Ge(Au, Sb), включая и те, в которых наблюдаются аномалии $\mu_H(T)$ [1]. На наш взгляд, это свидетельствует о том, что оптическая перезарядка уровней, опустошающая уровень золота Au^{3-} и увеличивающая концентрацию нейтральных атомов сурьмы, существенно сглаживает потенциальный рельеф. Резкий рост $\mu_H(T)$ при $T < 8$ К мы связываем, как и в [2], с фоторазогревом электронов. Из рис. 2 (кривая 4) видно, что рост $\mu_H(T)$ наблюдается в области температур $6 \text{ К} < T < 8 \text{ К}$, где тепловая генерация электронов с атомов сурьмы сравнима со световой, и насыщение $\mu_H(T)$ при $T < 5,5$ К наступает в области только световой генерации электронов.

На рис. 3 приведены полевые зависимости холловской подвижности при различных температурах для образца 1-го типа (для образца 2-го типа зависимости $\mu_H(E)$ аналогичны). Верхняя температура ($T = 10$ К) ограничена тем, что при $T > 10$ К из-за увеличения захвата разогретых полем электронов на ионы Au^{2-} и возникновения вследствие этого отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в образце происходит перераспределение электрического поля и образуется статический электрический домен [4]. Из рис. 3 видно, что подвижность при $T < 5,5$ К не зависит, а при $6 \text{ К} < T < 8 \text{ К}$ слабо зависит от E . В области тепловой генерации электронов ($T \geq 8$ К) наблюдается сильный рост $\mu_H(E)$: подвижность возрастает в электрическом поле более чем в 10 раз и при $E \geq 50$ В/см стремится к насыщению: $\mu_H = \mu_s$. Значение μ_s совпадает со значением подвижности μ_{Hs} при $T < 5,5$ К, определяемой нетермализованными фотоэлектронами. Важным представляется то обстоятельство, что μ_{Hs} и μ_s практически равны максимальному значению подвижности μ_{\max} на зависимости $\mu_H(T)$ при $T_{\max} \approx 100$ К, когда происходит смена механизмов рассеяния для тепловых электронов. Максимальное значение подвижности нетермализованных фотоносителей определяется энергией E_1 , при которой рассеяние на заряженной примеси сменяется рассеянием импульса на акустических фоновых [3]. Поэтому $E_1 \approx kT_{\max} \approx 9$ мэВ. Зная E_1 и μ_{Hs}/μ_T и используя формулу для подвижности при фоторазогреве из [3]:

$$\frac{\mu_{Hs}}{\mu_T} = \frac{\tau_e}{\tau} \frac{E_1}{kT}, \quad (1)$$

можно оценить τ_e/τ (отношение $\mu_{Hs}/\mu_T \approx 10$ получено экстраполяцией $\mu_T(T)$ в область низких температур $T < 5,5$ К). Оказалось, что для исследованных образцов с различными E_1 и μ_{Hs}/μ_T отношение τ_e/τ практически одинаково и равно $\sim 0,5$.

Таким образом, в работе показано, что увеличение подвижности в образцах компенсированного Ge(Au, Sb) при $T < 10$ К в условиях ИК-подсветки обусловлено фоторазогревом электронов; такой же разогрев термически возбужденных электронов возможно осуществить электрическим полем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Курова И. А., Идалбаев А. М., Колбасина И. П. // ФТП, 1981. 15. С. 2054. [2] Курова И. А., Идалбаев А. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 91. [3] Коган Ш. М. // ФТТ. 1977. 11. С. 1979. [4] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972.

Поступила в редакцию
25.05.89