

ОПТИЧЕСКАЯ И ТЕПЛОВАЯ СТИМУЛЯЦИЯ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Пенин Н. А.

Проанализирована возможность оптической стимуляции примесной фотопроводимости в полупроводниках в условиях фототермической ионизации, т. е. в условиях, когда инициирующее излучение вызывает лишь возбуждение атомов примеси. Показано, что излучение, вызывающее фотоприонизацию только возбужденных атомов примеси, может в области низких температур приводить к значительному увеличению (стимуляции) фоточувствительности, к инициирующему излучению. Сделаны оценки увеличения фоточувствительности германия, легированного сурьмой, к излучению на длине волны 150 мкм при стимуляции микроволновым излучением при температуре 4 К.

Эффект фототермической ионизации примесных атомов в полупроводниках возникает, как известно [1], при условии, когда энергии фотонов излучения, падающего на фотопроводник, недостаточно для фотоионизации примесного атома; фотоны вызывают лишь возбуждение атома. Фотопроводимость при этом возникает благодаря тепловой (фононной) ионизации возбужденных атомов примеси, т. е. имеет место тепловая стимуляция примесной фотопроводимости.

Очевидно, что стимулировать фотопроводимость при оптическом возбуждении атомов примеси можно и оптически, вызывая фотоионизацию возбужденного атома излучением с соответствующей этому переходу энергией фотона. При этом возможны как тепловая, так и оптическая стимуляции одновременно.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование эффекта оптической стимуляции примесной фотопроводимости при возбуждении атомов примеси излучением с энергией фотонов, равной энергии возбуждения. Далее обсуждается модель фотостимуляции примесной фотопроводимости применительно к полупроводнику, легированному донорной примесью. Для упрощения вычислений предполагается, что донорный атом имеет один уровень возбуждения.

Схема энергетических уровней и соответствующих электронных переходов в полупроводнике показана на рис. 1. Здесь ϵ_c , ϵ_x и ϵ_d — энергетические положения дна зоны проводимости, уровня возбуждения и основного состояния атома примеси соответственно; e_0 — вероятность теплового возбуждения атома; e_x — вероятность тепловой ионизации возбужденного атома; $\epsilon_1 = \epsilon_x - \epsilon_d$ — энергия возбуждения атома, находящегося в основном состоянии; $\epsilon_2 = \epsilon_c - \epsilon_x$ — энергия ионизации возбужденного атома; q_0 — сечение фотовозбуждения; q_x — сечение фотоионизации возбужденного атома примеси; Φ_0 — плотность потока фотонов с энергией $h\nu_0 = \epsilon_1$, возбуждающих примесные атомы; Φ_x — плотность потока фотонов с энергией $h\nu_x = \epsilon_2$, вызывающих фотоионизацию возбужденного атома примеси; $q_0\Phi_0$ и $q_x\Phi_x$ — вероятности фотовозбуждения и фотоионизации соответствующих состояний; c_0 — вероятность спонтанного перехода электрона с уровня возбуждения в основное состояние атома; nc_x — вероятность захвата электрона ионизированным атомом на уровень возбуждения; c_x — коэффициент захвата электрона примесным ионом.

Далее примем, что переход электрона из зоны проводимости непосредственно на основной уровень примесного атома маловероятен. Наконец, пред-

положим, что фотоионизация возбужденного атома излучением Φ_0 не существенна, так как $h\nu_0$ значительно превышает ε_2 [2]. Однако такую ионизацию легко учесть и она должна вызывать дополнительную стимуляцию фотопроводимости.

Кинетика электронных переходов в этой модели описывается системой уравнений (1)–(4):

$$\frac{dn}{dt} = e_x N^x + q_x \Phi_x N^x - n c_x N^+, \quad (1)$$

$$\frac{dN^0}{dt} = c_0 N^x - e_0 N^0 - q_0 \Phi_0 N^0, \quad (2)$$

$$N^+ = n + N_a, \quad (3)$$

$$N = N^0 + N^x + N^+, \quad (4)$$

где n — полная концентрация электронов в зоне проводимости, т. е. сумма концентраций равновесных и фотовозбужденных электронов, $n = n_0 + n_\phi$; N^x — концентрация возбужденных доноров; N^0 — концентрация доноров, находящихся в основном состоянии; N^+ — концентрация ионизированных доноров; N — концентрация доноров; N_a — концентрация акцепторов.

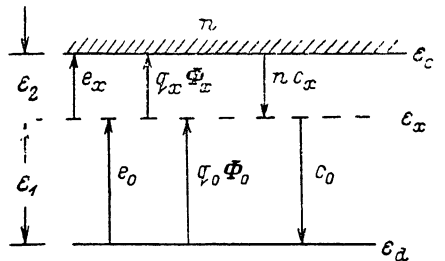


Рис. 1. Схема энергетических уровней и электронных переходов.

Обозначения в тексте.

Будем полагать, что при оптическом возбуждении и ионизации вероятности e_0 и c_0 , а также e_x и $n c_x$ связаны между собой, согласно принципу детального равновесия, соотношениями

$$e_0 = c_0 b, \quad (5)$$

$$e_x = c_x n_1, \quad (6)$$

где $b = \exp(-\varepsilon_1/kT)$ и $n_1 = N_c \exp(-\varepsilon_2/kT)$, N_c — плотность состояний в зоне проводимости. Факторы вырождения уровней приняты равными единице.

Рассмотрим стационарный режим $d/dt = 0$. Для этого режима система уравнений (1)–(4) с учетом (5) и (6) может быть сведена к уравнению

$$n^2 + (N_a + n_1^\ddagger) n - (N - N_a) n_1^\ddagger = 0, \quad (7)$$

где

$$n_1^\ddagger = n_1^* \frac{b^*}{1 + b^*}; \quad n_1^* = n_1 + \frac{q_x}{c_x} \Phi_x; \quad b^* = b + \frac{q_0}{c_0} \Phi_0. \quad (8)$$

Решение уравнения (7) имеет вид

$$n = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(N_a - n_1^\ddagger)^2 + 4N n_1^\ddagger} - (N_a + n_1^\ddagger) \right]. \quad (9)$$

Вычислим относительное приращение концентрации фотовозбужденных электронов Δn_ϕ при воздействии малого приращения фотовозбуждающего излучения $\Delta \Phi_0$, т. е. концентрационную фоточувствительность $S_0 = dn/d\Phi_0$ при постоянной подсветке стимулирующим излучением Φ_x и заданной температуре T . Для этого достаточно продифференцировать (9) по Φ_0 при заданных T и Φ_x . Дифференцирование дает для стационарной (низкочастотной) фоточувствительности выражение

$$S_0 = \frac{dn}{d\Phi_0} = \frac{q_0}{2} \frac{n_1 + q_x \Phi_x / c_x}{c_0 (1 + b + q_0 \Phi_0 / b)} \left[\frac{2N - N_a + n_1^\ddagger}{\sqrt{(N_a - n_1^\ddagger)^2 + 4N n_1^\ddagger}} - 1 \right]. \quad (10)$$

Количественные оценки зависимости S_0 от T и Φ_x были выполнены для германия, легированного сурьмой и частично компенсированного акцепторной примесью. При этом предполагалось, что c_x не зависит от температуры. Из исследований спектров возбуждения атомов сурьмы в германии известно [3],

что наиболее интересными являются переходы $1s-2p$. Поэтому при оценках рассматривался только этот переход. Энергия возбуждения для этого перехода $\varepsilon_1=8.28 \cdot 10^{-3}$, энергия ионизации возбужденного донора $\varepsilon_2=1.73 \cdot 10^{-3}$, энергия ионизации атома сурьмы в германии $\varepsilon_i=10.01 \cdot 10^{-3}$ эВ. Соответственно длина волны возбуждающего излучения $\lambda_0=151$ мкм, стимулирующего $\lambda_x=0.72$ мкм. Далее принято: $N=2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $N_c=2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $q_x=q_0=2.5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , $c_0=1 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $c_x=1 \cdot 10^{-6}$ см 3 /с, $N_c=1 \cdot 10^{15}$ Т $^{1/2}$ см $^{-3}$.

Результаты вычислений зависимости S_0 от T для ряда значений Φ_x и при $\Phi_0=0$ показаны на рис. 2. Здесь можно видеть, что в отсутствие постоянных потоков Φ_x и Φ_0 , т. е. при фототермической ионизации, по мере увеличения температуры (кривая 1) значение S_0 сначала резко возрастает, достигает максимума при $T \approx 9$ К и затем относительно медленно уменьшается. Таким образом, в области низких температур ($T < 9$ К) увеличение температуры способствует росту темпа выброса электронов с уровней возбуждения в зону и, сле-

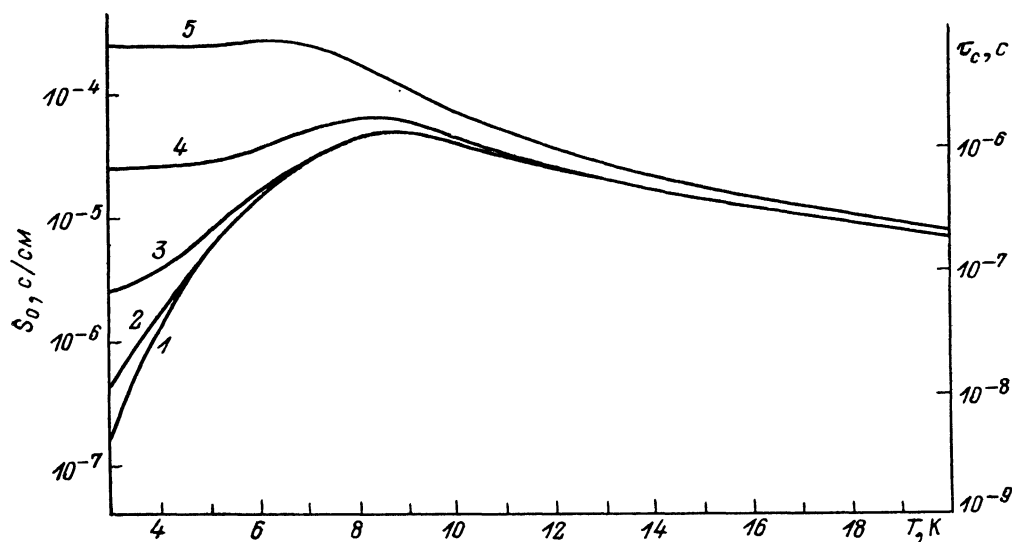


Рис. 2. Зависимости S_0 и τ_c от T при разных значениях плотности потоков фотонов стимулирующего излучения.

Φ_x , см $^{-2}$ ·с $^{-1}$: 1 — 0, 2 — $4 \cdot 10^{20}$, 3 — $4 \cdot 10^{21}$, 4 — $4 \cdot 10^{22}$, 5 — $4 \cdot 10^{23}$.

довательно, увеличению фотопроводимости при оптическом возбуждении доноров, т. е. в условиях, когда непосредственная фотоионизация отсутствует.

При $T > 9$ К становится эффективным тепловой выброс электронов не только с уровней возбуждения, но и с основных уровней доноров, что и вызывает постепенное уменьшение S_0 с дальнейшим увеличением температуры.

Добавление стимулирующего излучения Φ_x приводит к увеличению фоточувствительности в области низких температур. При достаточно высокой интенсивности стимулирующего излучения увеличение фоточувствительности к излучению Φ_0 может стать значительным, так что оптическая (в данном случае микроволновая) стимуляция может превзойти тепловую.

В области низких температур, когда $n_1^{\pm} \ll N_a$ и $\Phi_0 \ll c_0/q_0$, формула (10) приобретает вид

$$S_0 = \frac{q_0}{c_0} \left(n_1 + \frac{q_x}{c_x} \Phi_x \right) \left(\frac{N}{N_a} - 1 \right). \quad (11)$$

Из (11) следует, что при малом потоке излучения Φ_x величина S_0 зависит от температуры как n_1 и перестает зависеть от T при $\Phi_x \gg n_1 c_x / q_x$. Из (11) также следует, что при постоянной степени компенсации $K = N_a / N$ фоточувствительность S_0 не зависит от концентрации донорной примеси. Это согласуется с выводом в [4]. Однако S_0 зависит только от степени компенсации, уменьшаясь с увеличением K .

Анализ (10) показал, что изменение S_0 с температурой и интенсивностью стимулирующего излучения Φ_x обусловлено в основном соответствующим изменением стационарного времени жизни фотовозбужденных электронов в зоне проводимости. Выражение для стационарного времени жизни фотовозбужденных электронов τ_c , полученное из анализа переходного процесса, возникающего в результате ступенчатого увеличения интенсивности $\Delta\Phi_0$, имеет вид

$$\tau_c = \frac{n_1 + q_x \Phi_x / c_x}{c_0 (1 + b + q_0 \Phi_0 / c_0) \sqrt{(N_a - n_1^\#)^2 + 4N_n n_1^\#}}. \quad (12)$$

Зависимость τ_c от T и Φ_x при $\Phi_0=0$ изображена на том же рис. 2, так как оказалось, что она подобна зависимости S_0 от T и Φ_x . Это означает, что увеличение фоточувствительности в области низких температур при увеличении интенсивности потока Φ_x вызывается в основном возрастанием стационарного времени жизни электронов в зоне. Очевидно, это происходит благодаря ионизирующему действию стимулирующего излучения, которое уменьшает темп перехода фотовозбужденных электронов из зоны на уровень возбуждения и, следовательно, в основное состояние донора.

Следует заметить, что, пока $q_x \Phi_x / c_x \ll n_1$, время жизни τ_c , так же как и S_0 , не зависит от коэффициента захвата c_x . Поэтому в данном случае ограничение темпа рекомбинации неравновесных электронов определяется вероятностью спонтанного перехода электрона с уровня возбуждения в основное состояние донора, т. е. значением c_0 . Эта особенность может позволить более точно определить сечения захвата электрона ионом донора и соответственно коэффициент захвата c_x , измеряя, например, зависимость τ_c от Φ_x .

Эффект оптической стимуляции примесной фотопроводимости при оптическом возбуждении доноров может быть обращен, если иницирующим фотопроводимость считать излучение Φ_x , а стимулирующим — излучение Φ_0 . Применительно к рассматриваемому примеру германия, легированного сурьмой или другой какой-либо примесью V (или III) группы, это означало бы стимуляцию микроволновой фотопроводимости излучением, вызывающим фотовозбуждение атома примеси. Однако это может быть предметом другого рассмотрения.

Очевидно, что на основе эффекта фототермической ионизации примесных атомов в полупроводниках возможно создание селективных фотоприемников с высокой чувствительностью, управляемой (модулируемой) стимулирующим излучением.

Для того чтобы связать значения концентрационной фоточувствительности с такими практическими величинами, как чувствительность по току или чувствительность по напряжению, необходимо учесть конкретные размеры и форму приемного элемента, а также взаимную ориентацию направлений излучения и электрического поля, приложенного к приемному элементу. В случае поперечной ориентации луч, падающий на приемную площадку со сторонами l и w , направлен перпендикулярно электрическому полю, приложенному вдоль стороны l . Если длина приемного элемента по ходу луча d , то для чувствительности, например, по току S_J имеем соотношение

$$S_J = \frac{d}{l^2} \frac{e\mu U}{h\nu_0} S_0, \quad (13)$$

где U — напряжение, приложенное к приемному элементу, μ — подвижность носителей заряда. S_0 также можно связать с параметрами полупроводника и приемного элемента. Для поперечной ориентации направлений иницирующего луча и электрического поля $S_0 = \eta \tau_c / d$, где η — квантовая эффективность.

Оценим значения S_J для указанных выше параметров полупроводника и приемного элемента размерами $l=w=0.1$ см, $d=0.5$ см при $T=4$ К. При этой температуре подвижность электронов $\mu \approx 10^4$ см²/В·с. По данным рис. 2, в отсутствие стимулирующего излучения $S_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$ с/см. Подстановка в (13) при $U=1$ В дает $S_J=80$ А/Вт. При стимулирующем излучении $P_x=100$ мВт S_J увеличивается до ~ 400 А/Вт.

Очевидно, что с более высокими интенсивностями стимулирующей подсветки возможно более значительное увеличение чувствительности к возбуждающему излучению Φ_0 .

Таким образом, показано, что излучение, вызывающее ионизацию только возбужденных атомов примеси, может в области низких температур приводить к значительному увеличению фоточувствительности к излучению, возбуждающему примесные атомы в полупроводнике.

В заключение автор выражает благодарность В. Н. Мурзину за полезное обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лифшиц Т. М., Надь Ф. Я. // ДАН СССР. Сер. мат. физ. 1965. Т. 162. № 4. С. 801—802; Сидоров В. И., Лифшиц Т. М. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 8. С. 2498—2500.
- [2] Haiwi K. F., Tomak M. // J. Phys. Chem. Sol. 1990. V. 51. N 4. P. 361—365.
- [3] Clauws P., Broeckx J., Rotsaert E., Vennik J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 17. P. 12377—12382.
- [4] Коган Ш. М., Лифшиц Т. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. № 6. С. 1122—1130.

«Физический институт им. П. Н. Лебедева
Москва

Получена 4.06.1991
Принята к печати 17.06.1991