

ДИНАМИЧЕСКАЯ ИНВЕРСИЯ ЗНАКА ФОТООТВЕТА n -Ge ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

С.Д.Ганичев, С.А.Емельянов, И.Д.Ярошецкий

Обнаружена динамическая инверсия знака внутризонной фотопроводимости в n -Ge: в течение возбуждающего импульса света изменяется знак фотопроводимости. Эффект связан с изменением механизма релаксации импульса, вызванным разогревом электронного газа.

В работе сообщается об обнаружении и исследовании явления динамической инверсии знака внутризонной проводимости в n -Ge.

Эксперименты проводились на образцах с концентрацией электронов от $5 \cdot 10^{14}$ до $2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T_0 = 78\text{К}$ и 300К . Для внутризонного возбуждения полупроводника использовалось излучение с длиной волны $90,55 \text{ мкм}$ импульсного лазера на NH_3 с оптической накачкой CO_2 -лазером^{1, 2}. Мощность субмиллиметрового излучения варьировалась и достигала 4 МВт/см^2 . Полуширина импульса излучения составляла $4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

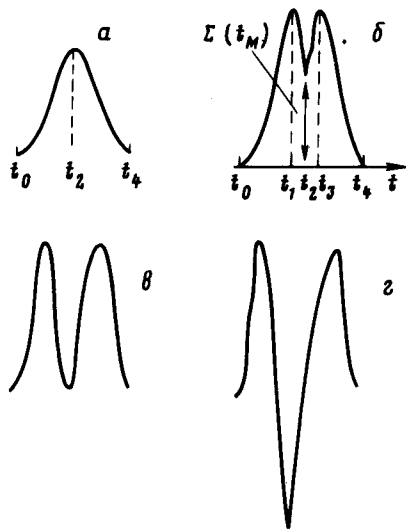


Рис. 1. Изменение формы импульса внутризонной фотопроводимости с увеличением интенсивности излучения $N_d = 7 \cdot 10^{15}$, $T_0 = 78\text{К}$; $a - I = 0,01 I^*$; $б - I = 0,1 I^*$; $в - I = 0,25 I^*$; $г - I = I^* = 4 \text{ МВт/см}^2$

Была обнаружена зависимость вида импульса фотоответа и, соответственно, временная зависимость величины и знака внутризонной фотопроводимости от интенсивности возбуждения (рис. 1). При относительно малых интенсивностях падающего света I (рис. 1, a) форма импульса фотоответа полностью повторяет форму лазерного импульса, а знак его соот-

ветствует положительной внутризонной фотопроводимости. В дальнейшем, при увеличении I наблюдается изменение в форме импульса фотоответа (рис. 1, б). Оно заключается в том, что на начальном этапе до момента времени t_1 рост мгновенного значения $I(t)$ сопровождается ростом сигнала относительной внутризонной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0 = \Sigma(t)$, однако, в дальнейшем интенсивность света продолжает нарастать, а величина $\Sigma(t)$ начинает падать. Так продолжается до момента времени t_2 , когда $I(t)$ достигает максимума, после чего интенсивность света падает, а фотопроводимость растет вплоть до момента времени t_3 . В дальнейшем уменьшение $I(t)$ сопровождается уменьшением сигнала фотоответа. Таким образом, в ситуации, изображенной на рис. 1, б, максимальной интенсивности лазерного импульса I_M в момент $t_2 = t_M$ соответствует фотопроводимость $\Sigma(t_M)$, меньшая, чем фотопроводимость, например, в момент t_1 . При увеличении падающей мощности реализуется ситуация, когда $\Sigma(t_M)$ становится равной 0 (рис. 1, в), а при еще больших I наблюдается инвертирование знака $\Sigma(t_M)$ (рис. 1, г). Заметим, что в эксперименте достигалось превышение $|\Sigma(t_M)|$ по отношению к $|\Sigma(t_1)|$ и $|\Sigma(t_3)|$ на два порядка. Описанная выше зависимость формы фотоответа от I соответствует образцам n -Ge при $T_0 = 78\text{K}$ с концентрацией свыше $1,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В случае более низких концентраций или при $T_0 = 300\text{K}$ импульс фотоответа не имеет особенностей и повторяет форму лазерного импульса, а внутризонная фотопроводимость $\Sigma(t)$ отрицательна. На рис. 2 приведены зависимости $\Sigma(t_M) = f(I)$ для образцов с различной концентрацией носителей n_0 . Видно, что в случаях малых n_0 (кривая 1) внутризонная фотопроводимость отрицательна во всем диапазоне I , а для больших n_0 (кривые 2–4) вначале $\Sigma(t_M)$ положительна, затем обращается в ноль и, наконец, меняет знак, становясь отрицательной при больших I . При этом величина I_M^0 , при которой $\Sigma(t_M)$ обращается в ноль, существенно зависит от n_0 .

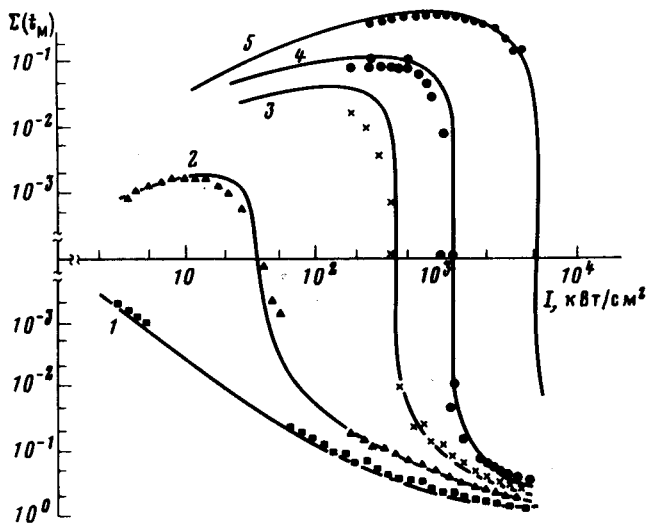


Рис. 2. Зависимость изменения подвижности от интенсивности излучения $T_0 = 78\text{K}$. 1 — $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 2 — $N_d = 2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 4 — $N_d = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 5 — $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. ●, ▲, ■ — эксперимент, ——— — теория

Анализ показал, что обнаруженная динамическая инверсия знака внутризонной фотопроводимости связана с существенным разогревом электронного газа светом и происходящим за счет этого изменением процесса релаксации по импульсу носителей заряда и, в конечном счете, изменением их подвижности μ_e . Это можно понять из рассмотрения рис. 3, где пока-

зана зависимость μ_e от величины электронной температуры T_e , рассчитанная с учетом рассеяния на ионизированных примесях и акустических фононах¹⁾. В свою очередь, величина T_e является функцией интенсивности света I . Из рис. 3 видно, что при сравнительно небольших концентрациях примеси N_d процесс рассеяния определяется главным образом акустическими фононами, и μ_e падает с увеличением T_e (кривая 1), что в свою очередь приводит к отрицательной фотопроводимости $\Sigma(t)$, поскольку $\Sigma(t) = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta\mu}{\mu_0} = \frac{\mu_e - \mu_0}{\mu_0}$, где μ_0 — подвижность при температуре решетки T_0 . С увеличением T_e величина отрицательной фотопроводимости будет расти. Увеличение N_d приводит к тому, что при T_e не слишком сильно отличающейся от T_0 ($T_0 = 77\text{K}$) становится существенным вклад в процесс рассеяния импульса ионизированных примесей. В этом случае вначале при повышении электронной температуры T_e подвижность $\mu_e(T_e)$ не падает, а растет (рис. 3, кривые 2–5) и, соответственно $\Sigma(t)$ будет положительной. В дальнейшем, однако, рассеяние на акустических фононах станет преобладающим, что опять приведет к уменьшению μ_e с ростом T_e (ниспадающие участки кривых 2–5, рис. 3). Таким образом, в соответствии, например, с кривой 4 рис. 3, при изменении T_e в интервале от T_0 до T_1 $\Sigma(t)$ будет положительна и возрастет в интервале от T_1 до T_2 $\Sigma(t)$ будет уменьшаться до нуля и, наконец, в диапазоне от T_2 до T_3 $\Sigma(t)$ изменит знак и станет отрицательной. В случае, если форма лазерного импульса близка к колоколообразной, описанная выше картина будет иметь место в течение времени нарастания импульса (передний фронт). Во время спада интенсивности света (задний фронт), вся картина повторится в обратном порядке. Соответствующие осциллограммы изображено на рис.1.

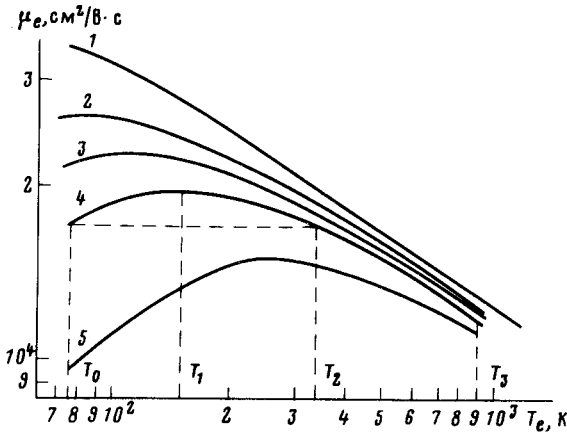


Рис. 3. Зависимость подвижности от электронной температуры. $T_0 = 78\text{K}$. 1 — $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 2 — $N_d = 2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 — $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 4 — $N_d = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 5 — $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

На рис. 2 показаны расчетные зависимости $\Sigma(t) = f(I)$ для различных концентраций носителей тока, рассчитанные исходя из уравнения баланса³ с учетом энергетических потерь на акустических и оптических фононах. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и теоретического расчета.

Авторы благодарят И.Н.Ясиевич за обсуждение результатов работы.

¹⁾ Оценки показывают, что в рассматриваемом случае рассеяние на оптических деформационных фононах с учетом известных констант взаимодействия играет малую роль. Поскольку в нашем случае время межэлектронных соударений меньше всех других характеристических времен, то использовалось приближение электронной температуры.

Литература

1. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярошецкий И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 297.
2. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярошецкий И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 479.
3. Конузл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 августа 1983 г.
После переработки
7 сентября 1983 г.
