

[8] Брагинский В.Б., Панов В.И., Попельнюк В.Д. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 423-425.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
30 ноября 1987 г.

В окончательной редакции
21 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

СВЧ-ГАШЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт,
Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков

Обнаружение эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [1] открывает большие перспективы для их использования в качестве счетчиков фотонов далекого ИК-диапазона. Однако существование долговременной фотопамяти в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ приводит и к возникновению значительных трудностей при попытках применить указанные материалы как базовые элементы приемных ИК-систем. Методы теплового [1] и контактного электротермического [2] гашения ОФП не являются удовлетворительными в силу их большой инерционности (характерное время гашения $\approx 10^{-3}$ с). Электронный механизм [3] обеспечивает гашение ОФП за $\sim 10^{-7}$ с, однако оно является неполным и неоднородным по образцу и связано с формированием домена сильного поля.

В настоящей работе описан новый бесконтактный метод гашения ОФП в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с помощью импульса СВЧ.

В качестве рабочего материала использовались монокристаллы $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te + 0.5$ ат.% In , находящиеся в диэлектрическом состоянии [4] при низких температурах. Образец помещался внутрь индуктивности колебательного контура, на который периодически подавались прямоугольные импульсы СВЧ длительностью ΔT от 10^{-6} до 10^{-1} с. Частота СВЧ-колебаний в импульсе составляла ~ 400 МГц. ИК-подсветка образца осуществлялась с помощью теплового источника излучения, нагреваемого до температур $10 \text{ K} \leq T^* \leq 300 \text{ K}$. Измерения проводились в охлаждаемой жидким гелием вакуумируемой металлической камере, полностью экранирующей образец от фонового излучения.

Установлено, что для каждой фиксированной температуры источника ИК-излучения T^* и мощности в СВЧ-импульсе P существует характерная длительность импульса ΔT_0 такая, что при $\Delta T > \Delta T_0$ происходит стабильное и полное гашение ОФП, а если $\Delta T < \Delta T_0$, то гашение становится нестабильным, и образец постепенно переходит

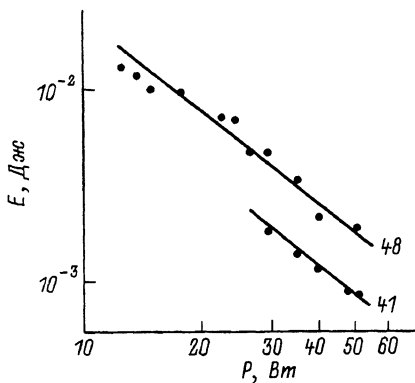


Рис. 1. Зависимость минимальной энергии гасящего СВЧ-импульса E_0 от мощности в импульсе P . Цифры у кривых — температура T^* теплового источника излучения в К.

в низкоомное состояние. При фиксированной величине T^* минимальная необходимая для стабильного гашения полная энергия СВЧ-импульса $E_0 = P_0 T_0$ зависит от P по закону, близкому к $E_0 = AP^{-1/2}$, где A — коэффициент, возрастающий с увеличением интенсивности светового потока (рис. 1).

Обнаружено, что при $\Delta T \geq 10^{-3} c$ после окончания импульса СВЧ

наблюдается экспоненциальный спад проводимости, характерная длительность τ которого уменьшается при улучшении теплового контакта образца с гелиевой ванной и, напротив, возрастает при увеличении полной энергии импульса $E = P_0 T$. При $\Delta T < 10^{-4} c$ даже для максимальной мощности $P \approx 50$ Вт, возможной в нашем эксперименте, релаксация проводимости после подачи СВЧ-импульса не регистрируется ($\tau < 10^{-6} c$), хотя гашение ОП является полным.

Однако не только время гашения ОП, но и сам характер фотототклика материала в существенной мере определяется длительностью импульса СВЧ. На рис. 2 показан вид зависимостей сигнала фотопроводимости S от времени t после окончания гасящего импульса при фиксированной температуре источника излучения $T^* \approx 50$ К и мощности в импульсе $P \approx 50$ Вт для различных значений ΔT . При $\Delta T = \Delta T_0 = 30$ мкс, $t = t_0 \approx 12$ с на кривой $S(t)$ наблюдается особенность: первоначальный участок относительно быстрого роста сигнала фотопроводимости сменяется более медленным. С увеличением ΔT до 80 мкс t_0 уменьшается, а сама особенность становится менее выраженной, поскольку величина $G(0) = \frac{\partial S}{\partial t}(t=0)$ уменьшается, а $G(t > t_0)$ практически не меняется.

Зависимости $S(t)$, записанные при $\Delta T = 80$ мкс и $\Delta T = 100$ мкс, в диапазоне $t < t_r \approx 15$ с практически совпадают. Однако при $t = t_r$ на кривой $S(t)$, соответствующей $\Delta T = 100$ мкс, появляется новый излом, причем $G(t > t_r) < G(t < t_r)$. По мере дальнейшего роста ΔT положение этого излома быстро смещается в сторону меньших значений t и при $\Delta T = 200$ мкс он уже не наблюдается, а зависимость $S(t)$ близка к линейной. Вид кривых нарастания сигнала фотопроводимости во времени не изменяется и

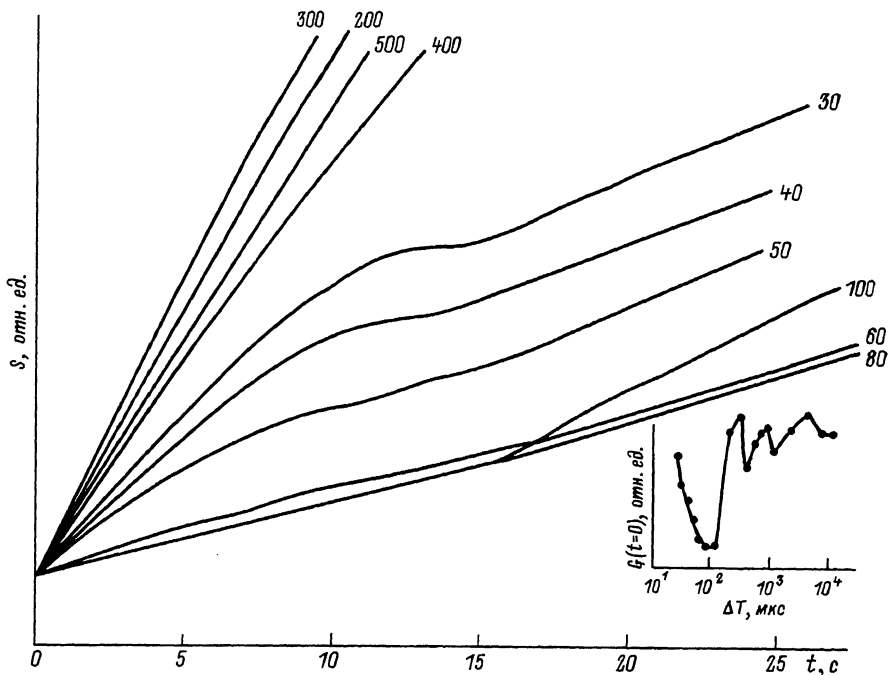


Рис. 2. Зависимости сигнала фотопроводимости от времени после окончания гасящего импульса для различных длительностей ΔT импульса. $P \approx 50$ Вт, $T^* \approx 50$ К. Цифры у кривых — ΔT в мкс. На вставке — зависимость величины $G(t=0) = \frac{\partial S}{\partial t}(t=0)$ от ΔT .

при бóльших значениях ΔT , однако важно отметить, что зависимость $G|_{t=0}(\Delta T)$ является немонотонной (см. вставку к рис. 2) и имеет осциллирующий характер. Амплитуда осцилляций падает с ростом ΔT .

При уменьшении мощности P в СВЧ-импульсе описанные эффекты становятся менее выраженными.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в процессе гашения ОФП импульс СВЧ заметно воздействует как на кристаллическую решетку сплава, так и непосредственно на электронную систему. Действительно, наличие экспоненциальной релаксации проводимости после окончания импульса, характерное время τ которой зависит от теплообмена образца с гелиевой ванной и от полной энергии импульса, указывает на то, что при $\Delta T \approx 10^{-3}$ с в гашение ОФП доминирующий вклад вносит электротермический механизм [2]. Если бы имел место лишь индукционный разогрев кристаллической решетки сплава в СВЧ-поле, релаксация проводимости была бы заметной вне зависимости от длительности импульса. Кроме того, величина E_0 определялась бы тогда минимальной необходимой для гашения ОФП температурой кристаллической решетки материала и не зависела бы от P . Уменьшение E_0 с ростом P свидетельствует

о том, что увеличение мощности в импульсе приводит к возрастанию „удельного веса“ вклада от взаимодействия импульса непосредственно с электронной системой сплава в гашение ОФП.

В основном механизм влияния мощного импульса СВЧ на электроны проводимости связан, вероятно, с разогревом носителей заряда в СВЧ-поле. В определенной степени это явление аналогично эффекту доменной электрической неустойчивости, наблюдаемому в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) при подаче на контакты образца мощного короткого ($\Delta T \sim 10^{-6}$ с) импульса электрического напряжения. Существуют и значительные отличия от упомянутого случая, наблюдаемые при гашении ОФП импульсом СВЧ. Действительно, СВЧ-импульс полностью гасит ОФП, в то время как при контактном электронном гашении наблюдается падение проводимости образца не более чем в 100 раз [3]. По всей видимости, указанное различие обусловлено следующими причинами. В постоянном электрическом поле после образования домена практически все напряжение падает на высокоомной части образца, поэтому разогрев неравновесных носителей заряда электрическим полем в низкоомной части невозможен. В случае же быстропеременного СВЧ-поля падение напряжения на домене существенно меньше, и распределение электрического поля по образцу становится значительно более плавным. Поэтому оказывается возможным разогрев электронного газа и вне домена с последующей локализацией неравновесных носителей заряда. Таким образом, домен расширяется и захватывает весь образец, вследствие чего и гашение ОФП оказывается полным.

Необычная осциллирующая зависимость скорости нарастания фотопроводимости от длительности гасящего импульса может быть обусловлена целым рядом причин. Так, фотоотклик сплавов может определяться движением доменов сильного поля в условиях ИК-подсветки; комбинированным воздействием сильных быстропеременных электрического (\mathcal{E}) и магнитного (H) полей, приводящим к возникновению в кристалле неравновесных метастабильных состояний. Область генерации таких состояний, по всей видимости, быстро сужается с ростом температуры кристаллической решетки и с уменьшением величин \mathcal{E} и H что вызывает падение амплитуды осцилляций темпа нарастания фотопроводимости при увеличении ΔT и фиксированном значении P , а также при снижении мощности в импульсе.

Выяснение природы этих состояний требует проведения дополнительных комплексных исследований.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вул Б.М., Воронова И.Д., Калюжная Г.А., Мамедов Т.С., Рагимова Т.Ш. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, в. 1, с. 21-25.
- [2] Akimov B.A., Brandt N.B., Kerner B.S., Nikiforov V.N., Chudinov S.M. - Sol. St. Comm., 1982, v. 43, N 1, p. 31-33.

- [3] Акимов Б.А., Брандт Н.Б., Никифоров В.Н., Пирогов Ю.А. - Препринт № 17/1981 физического факультета МГУ, Москва, 1981. 9 с.
- [4] Акимов Б.А., Зломанов В.П., Рябова Л.И., Чудинов С.М., Яценко О.Б. - ФТП, 1979, т.13, в. 7, с. 1293-1301.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХЛАДОЕМКОСТИ
МАГНИТНЫХ ХЛАДАГЕНТОВ НА ОСНОВЕ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И ИХ СПЛАВОВ
ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

С.А. Никитин, А.М. Тишин

Интерес к магнитным холодильным машинам (МХМ) в последние годы связан с возможностью их применения для практических целей [1]. Выбор магнетиков, перспективных для использования в качестве магнитных хладагентов является сложной задачей, поскольку до сих пор отсутствует теория, позволяющая однозначно выделить их из широкого класса магнитных материалов и соединений.

В 1985 г. Вуд и Поттер предложили новый метод для решения проблемы оптимизации магнитного охлаждения. Они провели анализ эффективности циклов на основе изучения величины хладоемкости $\Delta S \Delta T_c$: произведения величины используемого в цикле изменения энтропии ΔS на рабочий интервал температур цикла $\Delta T_c = T_r - T_x$, где T_r и T_x - верхняя и нижняя температуры рабочего интервала цикла. Было установлено, что циклы, у которых хладоемкость достигает своего максимального значения, являются оптимальными. В работе [1] представлены результаты вычислений хладоемкости для ферро-, антиферро- и парамагнитных хладагентов. Однако все расчеты проведены в приближении теории молекулярного поля и справедливы только для коллинеарных ферро- и антиферромагнетиков.

В данной работе определена хладоемкость магнитных циклов, работающих с использованием редкоземельных металлов (РЗМ) и их сплавов, проведено сравнение полученных результатов со значениями хладоемкости, вычисленными для ряда рабочих циклов в работе [1], и показано, что РЗМ и их сплавы, в которых антиферромагнитное состояние разрушается в сравнительно небольших полях, являются в ряде случаев более эффективными как магнитные хладагенты, чем ферромагнитные вещества.