

УДК 537.311.33

© 1990

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ EuTe
В СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В. А. Костылев, А. А. Самохвалов

Было установлено, что при $T \lesssim T_N$ контакты из индия в EuTe образуют барьеры Шотки. По времени пролета через образец инжектированного избыточного заряда была определена дрейфовая подвижность ($\sim 160 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$). Вольт-амперные характеристики в области магнитного упорядочения имеют N-образный вид. Предполагается, что появление отрицательной дифференциальной проводимости в данном соединении обусловлено генерацией магнонов дрейфующими носителями заряда.

Недавними исследованиями показано, что в ферромагнитных полупроводниках взаимодействие дрейфующих носителей заряда (НЗ) с магнонами приводит к их разогреву, усилению или генерации [1, 2]. В результате в сильном электрическом поле изменяются многие физические свойства и параметры ферромагнитных полупроводников, например намагниченность, электропроводность, затухание спиновых волн, магнитооптические параметры и т. д. В частности, на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) появляются участки отрицательной дифференциальной проводимости, что представляет существенный научный и практический интерес [3]. Подобные явления могут наблюдаться и в антиферромагнитных полупроводниках, причем в ряде случаев даже более эффективно, чем в ферромагнитных, например, в связи с разрешенностью для антиферромагнетиков одномагнонных процессов [4, 5].

Настоящая работа содержит результаты первых исследований некоторых кинетических явлений и параметров электрон-магнонного взаимодействия в монокристаллах антиферромагнитного полупроводника EuTe с n -типом проводимости в температурной области 4—300 К, включающей как область магнитного упорядочения ($T \lesssim 9.6 \text{ К}$), так и парамагнитную область.

Были исследованы удельное электросопротивление ρ , магнитосопротивление $\Delta \rho / \rho$, эффект Холла и ВАХ монокристаллических образцов EuTe с различной электропроводностью. Образцы представляли собой прямоугольные пластинки с размерами $4 \times 1.2 \times 1.2 \text{ мм}$. Контакты изготавлились путем пайки чистым индием. Электросопротивление и эффект Холла измерялись обычным двух- и четырехконтактным способом в магнитных полях до 2.5 Тл. ВАХ исследованы с помощью импульсной методики четырехконтактным способом на импульсах длительностью 10 мкс и с частотой следования до 25 Гц [6].

Исследовались два типа образцов, которые имели удельное электросопротивление при 300 К $\rho_1 \approx 10^{-1}$ и $\rho_2 \approx 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а холловская концентрация и подвижности равны соответственно $n_1 \approx 4.8 \cdot 10^{18}$, $n_2 \approx 1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\mu_1 \approx \mu_2 \approx 19 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. При понижении температуры до 60 К ρ , n и μ практически не изменялись. Ниже 30 К в обоих случаях ρ начинает резко возрастать, и при 4 К $\rho_1 \approx 10^6$, $\rho_2 \approx 10^1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. В точке Нееля на зависимостях $\rho(T)$ видна ступенька (рис. 1). В работе [7] рост ρ вблизи

T_N связывают с образованием ферронов. Вблизи T_N невозможно разделить обыкновенную и аномальную части эффекта Холла и соответственно оценить n и μ .

Магнитосопротивление $\Delta \rho / \rho$ ниже T_N отрицательное, и его величина тем выше, чем ниже ρ (рис. 2). Величины $\Delta \rho_{\parallel} / \rho$ (когда $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$) и $\Delta \rho_{\perp} / \rho$

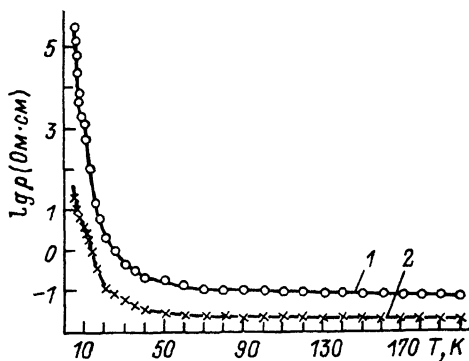


Рис. 1. Зависимость $\rho(T)$ образцов № 1 (1) и № 2 (2).

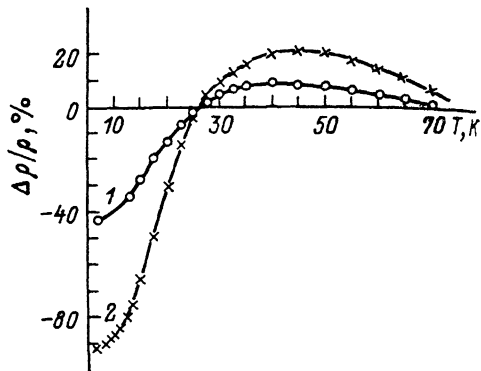


Рис. 2. Зависимость $\Delta \rho / \rho(T)$ образцов № 1 (1) и № 2 (2).

(когда $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$) совпадают. Зависимость $(\Delta \rho / \rho)(H)$ подобна аналогичной зависимости для ферромагнетиков, однако насыщение в больших полях отсутствует. С повышением температуры магнитосопротивление уменьшается и выше 25 К становится положительным, достигая максимального значения при 50 К.

У высокоомных образцов № 1 ВАХ в области магнитного упорядочения имеют N-образный вид. При повышении температуры участок отри-

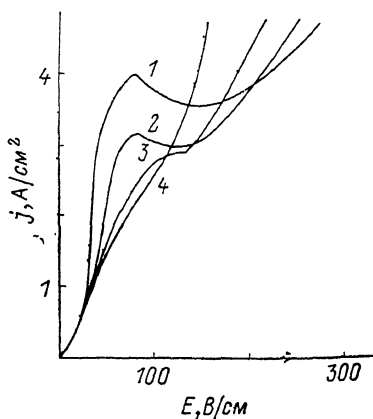


Рис. 3. ВАХ образцов № 1 в отсутствие магнитного поля при $T=4$ (1), 8 (2), 9 (3) и 11 К (4).

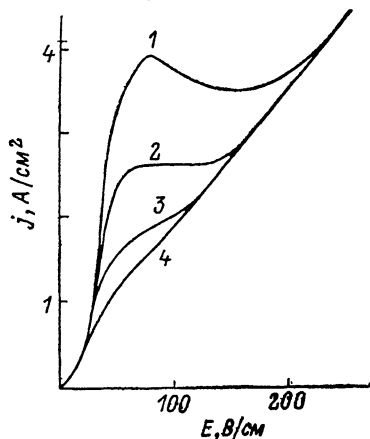


Рис. 4. ВАХ образцов № 1 в отсутствие магнитного поля (1) и $H=0.1$ (2), 1 (3), 2 Тл (4).

цательной дифференциальной проводимости (ОДП) уменьшается и выше T_N исчезает, а ВАХ становится линейной (рис. 3). Включение магнитного поля также приводит к спрямлению ВАХ (рис. 4).

На рис. 5 приведены временные диаграммы импульсов напряжения $U(t)$ (подаваемых на образец с генератора), напряженности поля в образце $E(t)$ и тока, текущего в цепи $I(t)$ при температуре 4 К. При импульсах напряжения ≤ 250 В поле в объем образца не проникает и все напряжение практически падает в приконтактном слое. Когда U превышает 250 В, ток, текущий через образец, резко возрастает и в объем образца начинает проникать поле (рис. 5, а). Однако импульсы U , E и I сдвинуты относительно друг друга по времени. Импульс I сдвинут относительно

E на δ -образную часть. При увеличении U сдвиг по времени между U , E и I уменьшается (рис. 5, б). Включение магнитного поля также вызывает уменьшение временного сдвига между импульсами U , E и I . Одновре-

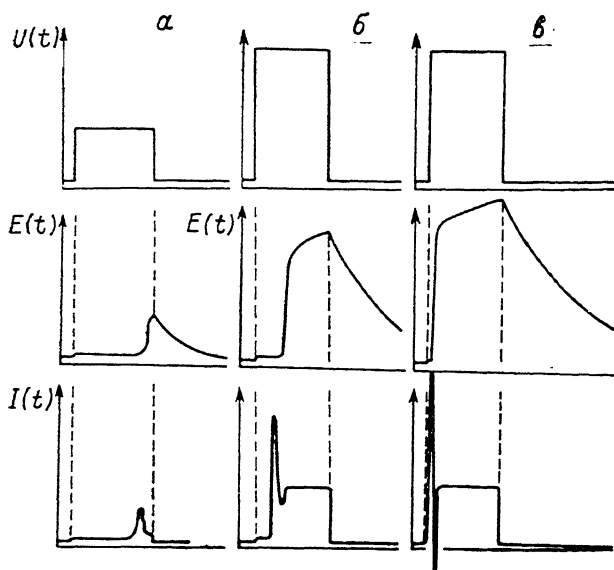


Рис. 5. Временная диаграмма импульсов напряжения, подаваемого в цепь с генератора $U(t)$, напряженности поля в образце $E(t)$ и тока, текущего в цепи $I(t)$. Образец № 1.

менно увеличивается амплитуда E и δ -образной части I (рис. 5, в). Время спада заднего фронта импульсов U и $I \approx 1$ мкс, а $E \approx 20$ мкс.

У низкоомных образцов № 2 ВАХ имеют вид, характерный для БАРИТТ-диодов (структура «металл—полупроводник—металл») [8]. Включение магнитного поля приводит к увеличению линейности ВАХ (рис. 6). Временной сдвиг между импульсами U , E и I для этих образцов отсутствует.

Одним из результатов измерений является обнаружение временного сдвига между импульсами U , E и I для образцов № 1. Аналогичное явление реализуется в лавинно-пролетных и инжекционно-пролетных диодах [9]. К таким диодам относится и структура «металл—полупроводник—металл», если в приконтактной области образуются барьеры Шотки. Высокое контактное электросопротивление и временной сдвиг между U , E и I для образца № 1, а также подобие ВАХ образца № 2 и БАРИТТ-диодов свидетельствуют в пользу того, что на границе контакта In—EuTe образуются барьеры Шотки. Становится понятным и сдвиг по времени между E и I на δ -образную часть импульса тока. Эту часть тока можно отнести к инжекционному току, который образуется во время «прокола» барьера Шотки. Временной сдвиг между U и I определяется величиной поля E и дрейфовой подвижностью носителей заряда. По времени пролета через образец инжектированного избыточного заряда прямым методом была оценена дрейфовая подвижность носителей заряда $\mu_{др} = L/\tau E \approx 160 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, где L — длина образца; τ — время, на которое сдвинуты U и I относительно друг друга.

Уменьшение электросопротивления образца № 1 на три порядка после «прокола» барьера Шотки, а также большое время релаксации (~ 20 мкс)

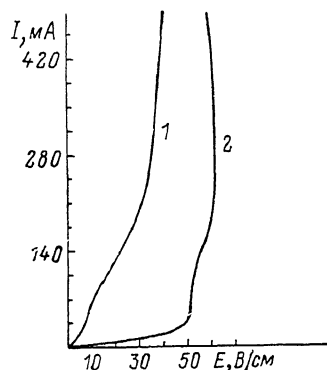


Рис. 6. ВАХ образцов № 2 в отсутствие магнитного поля (I) и в магнитном поле 1 Тл (2) при 4 К.

поля E к нулевому значению можно объяснить наличием высокой концентрации неглубоких донорных центров. Такие центры в данном соединении могут служить источником избыточного заряда, который возникает во время «прокола» барьера Шотки.

Известно, что ОДП в твердом теле может быть вызвана рядом причин [9]. Не останавливаясь на каждой из них, рассмотрим специфический для магнитного полупроводника эффект генерации магнонов горячими электронами, который может привести к образованию ОДП [4]. Генерация магнонов в АФП возможна при выполнении условия Черенкова $v_{др} \geq v_{фаз}$. Фазовую скорость спиновых волн можно оценить по формуле

$$v_{фаз} = 3k_B T_N a / \hbar (S + 1) \sqrt{2Z_2},$$

где a — параметр решетки, S — величина спина магнитного иона, Z_2 — число ближайших соседей, T_N — температура Нееля. В EuTe , где $a = 6.6 \cdot 10^{-8}$ см, $S = 3.5$, $Z_2 = 6$, $v_{фаз}$ оказывается порядка $\approx 1.6 \cdot 10^8$ см·с⁻¹. Имея в виду дрейфовую подвижность ≈ 160 см²·В⁻¹·с⁻¹ и $E \approx 100$ В·см⁻¹, можно видеть, что условие черенковской генерации $v_{др} \geq v_{фаз}$ выполняется. Таким образом, выполненный в [4] расчет ВАХ в связи с эффектом генерации магнонов НЗ для случая без магнитного поля $H = 0$ удовлетворительно описывает экспериментальный результат для EuTe .

Пока нет теории ВАХ для АФП при наличии магнитного поля ($H \neq 0$). Однако экспериментально обнаруженное постепенное ослабление и затем исчезновение области ОДП при увеличении H могут быть объяснены появлением энергетического зазора в спектре спиновых волн, а также расщеплением зоны проводимости при появлении намагниченности во внешнем магнитном поле. Указанные изменения в спектрах магнонов и НЗ в АФП EuTe в магнитном поле должны приводить к уменьшению вероятности процессов электрон-магнонного взаимодействия, связанных с переворотом спина, в соответствии с экспериментальным результатом.

Расщепление зоны проводимости во внешнем магнитном поле может быть и причиной отрицательного магнитосопротивления. Действительно, при появлении намагниченности аналогично ферромагнитным соединениям EuO и CdCr_2Se_4 поляризованное по спину дно зоны проводимости испытывает «красный» сдвиг, в результате чего донорные центры могут попасть в зону проводимости.

Таким образом, можно констатировать, что антиферромагнитный полупроводник EuTe по своим электрическим и магнитным параметрам является благоприятным объектом для исследований электрон-магнонного взаимодействия в антиферромагнетиках.

В заключение авторы выражают благодарность Л. А. Клинковой за образцы, предоставленные для исследований.

Список литературы

- [1] Samokhvalov A. A., Osipov V. V., Solin N. I., Gunichev A. F., Korenblit I. Ja., Galdikas A. P. // JMMM. 1984. V. 46. P. 191—198.
- [2] Korenblit I. Ja., Samokhvalov A. A., Osipov V. V. // Phys. Rev. Sov. Sci. Rev. 1984. V. 8. P. 449.
- [3] Осипов В. В., Самохвалов А. А., Костылев В. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2809—2811.
- [4] Карпенко Б. В., Кузнецов А. В., Фальковская Л. Д. // Лит. физ. сб. 1988. Т. 28. В. 2. С. 182—190.
- [5] Самохвалов А. А., Костылев В. А., Гижевский Б. А., Клинкова Л. А., Карпенко Б. В., Кузнецов А. В., Фальковская Л. Д. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 17. С. 1552—1555.
- [6] Ильин Д. А., Осипов В. В. // ПТЭ. 1984. № 6. С. 96—98.
- [7] Sharira Y., Reed T. B., Oliver N. F. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 7. P. 2647—2657.
- [8] Петров Г. В. // Зарубежная радиоэлектроника. 1975. № 2. С. 114—126.
- [9] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 367 с.