

Здесь

$$f(x) = \ln(1/x) - \Phi(1/2 + 1/x),$$
$$J(x, \alpha) = \alpha \int_0^{\infty} \frac{\exp(-2\alpha t)}{\operatorname{sh} \alpha t} \left( \frac{t^2}{\operatorname{sh}^2 t} - 1 \right) dt,$$

$$x = 4DeH\tau/\hbar c, \quad \alpha = 2DeH/\pi Tc,$$

$\beta(g)$  — функция, табулированная в [6], а последнее слагаемое в (5) есть вклад поправок Маки — Томпсона.

Если неупругое затухание мало ( $\hbar/T_{in} \ll T$ ), то из формулы (5) получается результат работы [7]:

$$\Delta \sigma_I = - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} g \varphi(\alpha),$$
$$\varphi(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{t}{\operatorname{sh} \alpha t} \left( \frac{\alpha t}{\operatorname{sh} \alpha t} - 1 \right) dt. \quad (6)$$

В обратном предельном случае функции  $J$  и  $\Phi$  в (5) малы, так что

$$\Delta \sigma_I = - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} (g - \beta) f(x).$$

В области магнитных полей  $eDH/c \gg \hbar/\tau_{in} \gg T$  из (6) получаем

$$\Delta \sigma_I = - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} (g - \beta) \ln \frac{\hbar c}{DeH\tau_{in}}. \quad (7)$$

Таким образом, корреляционный вклад в проводимость двумерных неупорядоченных систем может быть пропорционален как  $\ln T$ , так и  $p \ln T$  в зависимости от того, что доминирует: температурное уширение или неупругое затухание. Вероятно, это обстоятельство может быть существенно при экспериментальном разделении локализационных и корреляционных вкладов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Abrahams E. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, p. 673. [2] Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с. 248. [3] Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee P. A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, p. 1288. [4] Фукуяма Н. J. Phys. Soc. Jap., 1980, 48, p. 2169. [5] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. ЖЭТФ, 1979, 77, с. 2028. [6] Ларкин А. И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с. 239. [7] Альтшулер Б. Л. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, с. 768.

Поступила в редакцию  
22.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983. Т. 24, № 6

УДК 621.315.592

#### ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В СПЛАВЕ

$\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$

Е. В. Богданов, Н. Б. Брандт, Л. С. Флейшман

(кафедра физики низких температур)

Несмотря на то что исследованию влияния сильного электрического поля на носители заряда в полупроводниковых сплавах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  посвящено значительное число работ (см., например,

[1]), скорость  $g$  ударной ионизации измерялась, насколько нам известно, только при температуре  $T=77$  К у сплава  $\text{Hg}_{0,795}\text{Cd}_{0,205}\text{Te}$  [2]. Совершенно не исследовалось также влияние магнитного поля на величину  $g$  в этих сплавах.

В настоящей работе сообщаются результаты исследования полупроводниковых монокристаллических сплавов  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$   $n$ -типа в сильных электрических ( $E \leq 300$  В/см) и продольных магнитных полях ( $H \leq 40$  кЭ) при температурах 4,2 и 77 К. Концентрация электронов  $n$ , определенная по данным гальваномангнитных измерений в слабых электрических полях при  $T=77$  К, в исследованных образцах составляла  $4 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  при подвижности  $1,6 \cdot 10^4$  см $^2$ /В·с. В работе использовались неориентированные образцы с характерными размерами  $0,3 \times 0,4 \times 4,0$  мм, помещенные непосредственно в жидкий гелий или жидкий азот. Измерения проводились импульсным методом в режиме заданного напряжения. Импульсы напряжения длительностью до 100 нс и длительностью фронта не более 0,5 нс формировались генератором на ртутном реле. Низкая частота следования импульсов (20—80 Гц) обеспечивала отсутствие нагрева образцов.

Типичные записи стационарных вольт-амперных характеристик (ВАХ) при  $H=0$  приведены на рис. 1, а. ВАХ имеют характерный для полупроводниковых сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  вид [3]: практически линейная до полей  $E \leq 100$  В/см зависимость сменяется суперлинейной. В области суперлинейности крутизна ВАХ быстро возрастает, что является результатом ударной ионизации — межзонного пробоя [2, 3]. Как видно из рис. 1, б, в допробойных полях импульсы тока  $I$  являются прямоугольными, а в области пробоя наблюдается отчетливо выраженный рост тока со временем, который связан с увеличением проводимости образца по мере генерации электронно-дырочных пар и по которому, согласно [4], в настоящей работе определялась скорость ударной ионизации. При определении скорости ударной ионизации учитывалось, что значительное падение сопротивления образца в области развитого пробоя приводит к нарушению режима заданного напряжения примерно через 10—15 нс после начала импульса и к установлению нового, уже стационарного режима примерно через 70 нс. Поэтому величина  $g$  определялась по данным измерений в первые 5—10 нс от начала импульса, а приведенные на рис. 1, а стационарные ВАХ снижались не менее чем через 70 нс после начала импульса.

Полученные зависимости скорости ударной ионизации от электрического поля приведены на рис. 2, а. В исследованном интервале электрических полей зависимость  $g(E)$  удается аппроксимировать функцией  $g = g_0 \exp(aE)$ , как это было сделано в [2] для  $\text{Hg}_{0,795}\text{Cd}_{0,205}\text{Te}$  при  $T=77$  К (см. кривую 3 на рис. 2, а). Коэффициенты  $g_0$  и  $a^{-1}$  при  $T=4,2$  и 77 К принимают соответственно значения  $10^5$  с $^{-1}$ , 25 В/см и  $5,6 \cdot 10^5$  с $^{-1}$ , 55 В/см. В исследованной области электрических полей величина  $g$  у сплава  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  уменьшается при повышении температуры (см. рис. 2, а), тогда как в имеющем сходный энергетический спектр узкощелевом полупроводнике  $\text{InSb}$  скорость ударной ионизации возрастает с повышением температуры [5]. Такая температурная зависимость величины  $g$  в сплаве  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  обусловлена, по-видимому, в основном увеличением энергетической щели с температурой [6], которое приводит к росту пороговой энергии ударной ионизации и к соответствующему уменьшению вероятности этого процесса при повышении температуры. Возрастанием величины энергетической щели в полупроводниковых сплавах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  по мере увеличения содержания  $\text{Cd}$  [6] можно было бы объяснить и более высокие значения

скорости ударной ионизации у сплава  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$ , чем у сплава  $\text{Hg}_{0,795}\text{Cd}_{0,205}\text{Te}$  при одинаковых температурах (см. рис. 2а, кривые 2, 3). Заметим, однако, что в работе [2] величина  $g$  определялась по скорости увеличения тока через 10 нс после подачи на образец импульса напряжения. Поскольку ток меняется существенно нелинейно (см. рис. 1, б), это могло привести в [2] к занижению значений  $g$  в несколько раз. Проведение дальнейших исследований в широком диапа-

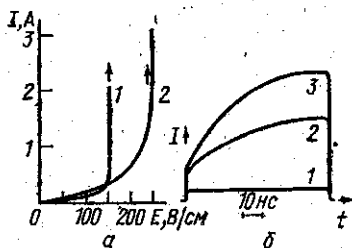


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики сплава  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  в отсутствие магнитного поля при  $T=4,2$  (1) и 77 (2) К; стрелками отмечены рассчитанные значения электрических полей лавинного возрастания тока при пробое (а). Зависимости тока  $I$  от времени  $t$  при  $T=77$  К,  $H=0$  и электрических полях  $E=100$  (1), 245 (2) и 275 (3) В/см (б). Масштаб по току на рисунке единый

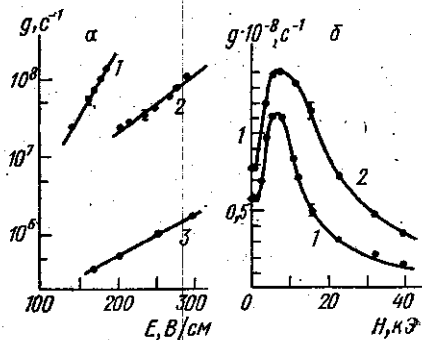


Рис. 2. Зависимости скоростей ударной ионизации от напряженности электрического поля  $E$  в сплаве  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  при  $T=4,2$  (1) и 77 (2) К и в сплаве  $\text{Hg}_{0,795}\text{Cd}_{0,205}\text{Te}$  [2] при  $T=77$  К (3) (а). Зависимости скорости  $g$  ударной ионизации от напряженности продольного магнитного поля  $H$  в сплаве  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  при  $T=4,2$  К и электрических полях  $E=155$  (1) и 165 (2) В/см (б)

зоне  $x$  для установления количественной зависимости величины  $g$  от состава полупроводниковых сплавов представляется необходимым, поскольку в данном случае различие в содержании Cd находится в пределах точности его определения.

Влияние продольного магнитного поля на скорость ударной ионизации изучалось при  $T=4,2$  К. Все полученные зависимости величины  $g$  от напряженности магнитного поля сходны и носят немоноотонный характер (рис. 2, б): в магнитном поле с напряженностью около 6 кЭ наблюдается значительный максимум. Вследствие того что энергетическая щель [6], а следовательно и пороговая энергия ударной ионизации, в сплаве  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  в магнитном поле слабо возрастает, за увеличение  $g$  в магнитном поле до 6 кЭ ответственно изменение процессов рассеяния. К сожалению, последовательная теория рассеяния носителей заряда в сплаве  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  до настоящего времени не развита [1], что не позволяет провести сравнение экспериментальных результатов с теорией.

Измерения времени жизни  $\tau$  носителей по спаду проводимости [7] показали, что для области высокой концентрации  $\Delta n$  неравновесных носителей ( $\Delta n/n \approx 1-5$ ) значения  $\tau$  не зависят от  $\Delta n$ , совпадают при  $T=4,2$  и 77 К и составляют 22 нс. Рассчитанные по этим значениям  $\tau$  (из условия  $g\tau=1$  [8]) величины электрических полей, для

которых наблюдается «неограниченный» рост тока при пробое [8] (вертикальный участок ВАХ), как видно из рис. 1, а, согласуются с экспериментальными, что подтверждает правильность полученных результатов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Gelmont B. L. Lect. Notes. Phys., 1980, 133, p. 371. [2] Nimitz G. et al. Phys. Rev. B, 1974, 10, p. 3302. [3] Кобызев В. Н., Тагер А. С. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, № 3, с. 164. [4] Mc Groddy J. C., Nathan M. I. J. Phys. Soc. Japan (Suppl.), 1966, 21, p. 437. [5] Кроткус А., Плитникас А. ФТП, 1979, 13, № 6, с. 1230. [6] Weiler M. H. In: Semiconductors and semimetals. N. Y.—L., 1981, 16, p. 119—191. [7] Даргис А. Ю., Седракян Р. Г., Ашмонтас С. П. Лит. физ. сборник, 1977, 17, № 2, с. 189. [8] Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 1959, 37, № 3(9), с. 713.

Поступила в редакцию  
22.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24; № 6

УДК 538.3 : 530.145

### МАССОВЫЙ ОПЕРАТОР: ОДНОЛОГАРИФМИЧЕСКАЯ ПОЛЕВАЯ АСИМПТОТИКА

Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Ранее нами было показано [1], что в рамках «двумерного приближения» (ДП) КЭД, дающего двумерно-ковариантное описание квантовоэлектродинамических систем в сверхсильных ( $B \gg B_0 = m^2/e_0 = 4,41 \cdot 10^{13}$  Гс) магнитных полях, диаграммы радужного типа с «голыми» фотонными линиями приводят к дважды логарифмической асимптотике по полю массового оператора электрона. Диаграммы с топологически иной структурой внутренних фотонных линий дают снижение степени  $\ln \xi \gg 1$  ( $\xi \equiv B/B_0$ ) в каждом порядке теории возмущений и, следовательно, могут быть отброшены при суммировании по  $\alpha$ . Там же было указано, что суммирование петлевых вкладов в одну внутреннюю фотонную линию приводит в итоге к зависимости логарифмического типа, хотя в отдельном порядке по  $\alpha$  такой диаграмме соответствует фактор  $\xi^n \gg 1$  ( $n$  — число петель).

Целью настоящей заметки является уточнение области применимости дважды логарифмической асимптотики массового оператора (на самом деле она оказывается ограниченной сверху) и нахождение «истинной» асимптотики за пределами указанной области. Результат работы [1] при таком подходе получается как частный случай.

Оба вышеуказанных типа диаграмм с «голыми» фотонными линиями, с одной стороны, и с произвольным числом петлевых вставок во внутреннюю фотонную линию — с другой, можно описать единым образом (по-прежнему принимая во внимание только радужные диаграммы), если внутренней фотонной линии сопоставить пропагатор (в специальной калибровке)

$$D_{\mu\nu}(q) = g_{\mu\nu} \cdot \frac{4\pi}{q^2 - q_{\perp}^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q_{\perp}^2}{2\gamma}\right) \frac{P_R(q^2)}{q^2 - q_{\perp}^2} \right]^{-1} \quad (1)$$

Здесь  $q^2 = q_0^2 - q_3^2$  (ось 3 параллельна полю),  $\gamma = |eB|$ ,  $q_{\perp}^2 = q_1^2 + q_2^2$  — квадрат поперечного импульса виртуального фотона,  $P_R(q^2)$  — регу-