

## ЗНАЧИТЕЛЬНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ ПОРОГОВОГО ПОЛЯ ЭФФЕКТА ГАННА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А.А. Андронов, В.А. Валов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов*

Приведены результаты численных экспериментов по исследованию междолинного переноса горячих электронов в  $n$ -GaAs в сильном магнитном поле. Обнаружено, что сильное магнитное поле ( $B \approx 50$  кГс) уменьшает пороговое поле возникновения падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ) и эффекта Ганна в чистых длинных образцах более чем в два раза при температуре  $T = 77$ К. Выяснено, что это обстоятельство является следствием особенностей "убегания" электронов по энергии в сильном магнитном поле, вызванного наличием сильного холловского поля, возникающего в образце.

Сильное поперечное магнитное поле  $B$  оказывает существенное влияние на междолинный перенос электронов в  $n$ -GaAs. В коротких образцах оно подавляет падающий участок на вольт-амперной характеристике (ВАХ) уже при  $B \approx 20 - 30$  кГс. Наиболее подробные численные и экспериментальные исследования коротких образцов проведены в работе [1].<sup>1</sup>

Ситуация существенно изменяется в длинных образцах (вставка на рис. 1). Здесь кроме приложенного к образцу поля  $E_{ap}$  в сильном магнитном поле возникает еще холловское поле  $E_H$ , которое способствует переходу электронов в тяжелые долины и возникновению падающего участка на ВАХ. На рис. 1 приведены результаты численного моделирования методом Монте-Карло ВАХ в длинных образцах. Пороговое приложенное электрическое поле  $E_{ap}^t$ , при котором возникает падающий участок на ВАХ, существенно уменьшается в сильном магнитном поле (при 300К расчеты дают уменьшение порогового поля  $E_{ap}$  в 1,2 + 1,5 раза)<sup>1</sup>). По современным представлениям [2] зонная струк-

<sup>1</sup>) Об уменьшении порогового поля эффекта Ганна в поперечном магнитном поле сообщалось в [10 – 12].

тура  $n$ -GaAs имеет вид, показанный на вставке на рис. 1; однако имеется неопределенность в величине параметров тяжелых  $X$  и  $L$  долин [2]. (Нами была взята модель зонной структуры с тяжелыми долинами при энергии  $\epsilon = \epsilon_{\Gamma} = 0,33$  эВ с независимой от поля подвижностью  $\mu_T = 600$  см<sup>2</sup>/В·сек. В легкой ( $\Gamma$ ) долине учитывалось рассеяние на оптических фононах и (при 77К) примесное рассеяние. Вероятность перехода в тяжелые долины была взята близкой к принятой в настоящее время [2] для  $X$ -долин. Разогрев электронов в тяжелых долинах не учитывался; электрон, покинувший легкую долину с энергией  $\epsilon$ , возвращался в нее с энергией  $\epsilon' = \epsilon - 2\hbar\omega_0$ ;  $\hbar\omega_0$  — энергия оптического фонона.

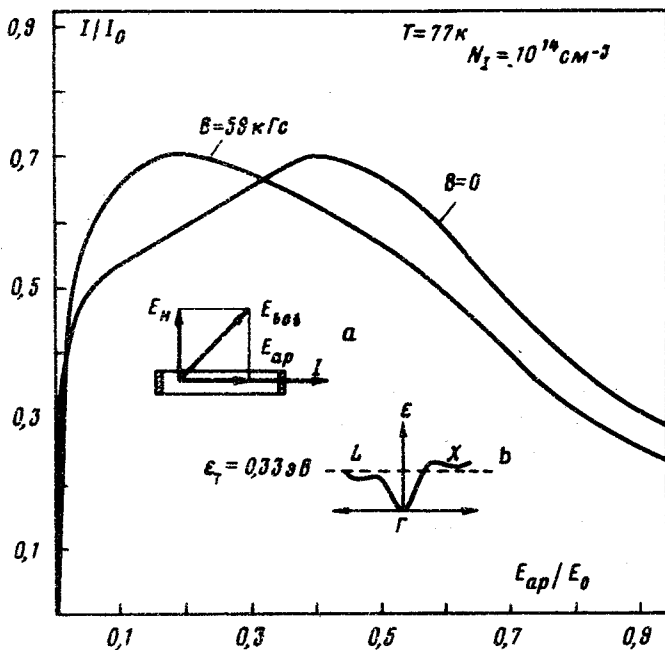


Рис. 1. Зависимость плотности тока электронов  $I$  в  $n$ -GaAs от приложенного электрического поля  $E_{ap}$ .  $I_0 = eV_0(n_L + n_T)$ ;  $E_0 = = m_L^* e \omega_0 (1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0) / \hbar = 6,5$  кВ/см. На вставках показана геометрия полей в образце (а) и схема зоны проводимости  $n$ -GaAs (б); пунктир — выбранное значение энергии тяжелых долин

Изменение ВАХ в сильном магнитном поле связано с особенностями убегания электронов в сильных скрещенных  $E \perp B$  полях [3]. Эти особенности становятся наиболее прозрачными в чистых образцах при низких температурах, когда в легкой долине при энергиях  $\epsilon < \hbar\omega_0$  рассеяние электронов мало. В этом случае в скрещенных  $E \perp B$  полях при  $\epsilon < \hbar\omega_0$  может возникнуть накопление электронов в веретенообразной области замкнутых траекторий [4] (см. вставку на рис. 2), где излучение оптических фононов невозможно. В сильном магнитном поле  $B$  (когда циклотронная частота электронов в легкой долине  $\omega_c \gg \gg \nu_0 \gg \nu$ ,  $\nu_0$  — характерная частота излучения оптических фононов,

$\nu$  — частота рассеяния при  $\epsilon < \hbar\omega_0$ ) накопление значительной доли электронов в веретенообразной области при  $\epsilon < \hbar\omega_0$  приводит к тому, что холловское поле  $E_H \gg E_{ар}$ , а функция распределения может стать инвертированной [5] (см. ниже). При уменьшении области накопления с ростом электрического поля убегание электронов в области высоких энергий и междолинный перенос возникают в сильном магнитном поле ( $\omega_c \gg \nu_0$ ) в случае, когда область накопления электронов все еще значительна и  $E_H \gg E_{ар}$ . Последнее обстоятельство и приводит к уменьшению порогового поля  $E_{ар}^*$  в сильном магнитном поле. Причем существенное увеличение числа электронов в тяжелой долине происходит при малом изменении положения центра траекторий  $P_c = m_{л}^* c E/B$  в области накопления по отношению к импульсу  $P_0 = (2m_{л}^* \hbar\omega_0)^{1/2}$ ,  $m_{л}^*$  — эффективная масса электронов в легкой долине. В результате междолинный перенос в этих условиях носит характер "пробоя" области накопления, что хорошо демонстрируется на кривой, представленной на рис. 2. При этом в случае, когда область накопления еще существует, а междолинный перенос уже имеет место, подавляющая часть электронов находится или в области накопления или в тяжелой долине, причем при достаточно слабом рассеянии при  $\epsilon < \hbar\omega_0$  функция распределения в легкой долине оказывается инвертированной ( $df/d\epsilon > 0$ ) в области энергий, соответствующих области накопления (рис. 2). Вблизи энергии тяжелых долин  $\epsilon_T$  функция распределения  $f$  легкой долины имеет "полочку" из-за электронов, появляющихся из тяжелой долины и почти свободно пролетающих легкую долину (электроны в области, отмеченной горизонтальной штриховой на вставке рис. 2).

Влияние сильного магнитного поля на междолинный перенос вполне аналогично так называемому поперечному пробоя в  $n$ -InSb в сильном магнитном поле [6], который был исследован и объяснен нами [3] в рамках аналогичных представлений.

Изменение характера динамики и убегания электронов в сильном магнитном поле должно сказаться не только на описанных выше статических характеристиках электронов, но и на их динамических свойствах. В частности, уменьшение времени жизни электронов  $\tau$  в легкой долине в магнитном поле, вызывающее уменьшение порогового поля, приводит (ср. [7]) и к увеличению предельной частоты  $f$  отрицательной дифференциальной проводимости, связанной с падающим участком ВАХ.

Отметим, кроме того, что в сильном магнитном поле  $\omega_c \gg \nu_0$  у электронов легкой долины появляется новая характерная частота — циклотронная частота  $\omega_c$ , определяющая также характерное время пребывания электронов в области, соответствующей "полочке" на функции распределения при  $\epsilon \approx \epsilon_T$  (рис. 3). Наличие новой характерной частоты в системе электронов может сказаться существенным образом на частотной зависимости дифференциальной проводимости (ср. [8, 9]).

Нам представляется, что детальное численное и экспериментальное исследование уменьшения порогового поля междолинного переноса в сильном магнитном поле и связанных с ним особенностей в ВАХ и динамических свойствах электронов представляет интерес с разных точек зрения, в том числе и с точки зрения возможностей повышения предельной частоты генераторов на эффекте Ганна.

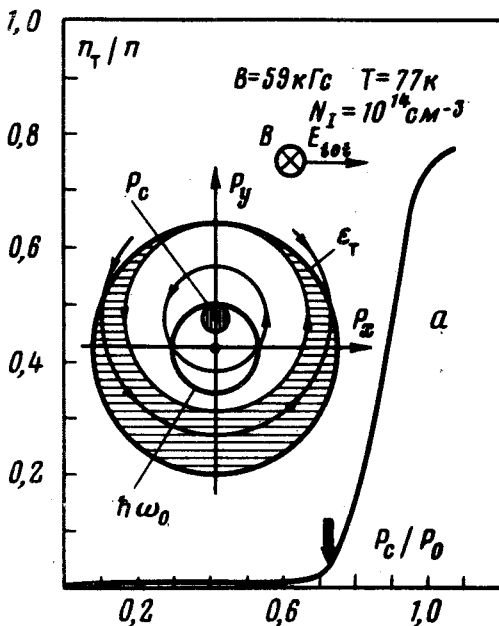


Рис. 2. Зависимость относительного числа электронов в тяжелых долинах  $n_T/n$ ;  $n = (n_T + n_L)$  от положения центра траекторий  $P_c = m_{\text{Л}}^* c E_{\text{tot}} / B$ . На вставке показаны фазовые траектории в легкой долине. Вертикальная штриховка – веретенообразная область накопления электронов, горизонтальной штриховкой отмечена область, пролетая которую без рассеяния, электроны, появившиеся из тяжелых долин, снова возвращаются в тяжелые. Стрелкой показано значение  $P_c$ , при котором возникает падающий участок на ВАХ

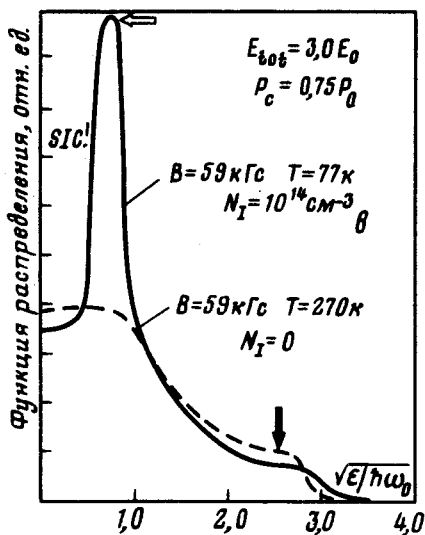


Рис. 3. Функция распределения в легкой долине; стрелками показаны участки функции распределения, соответствующие областям, заштрихованным на вставке на рис. 2; Sic! – область инверсии населенностей

Пользуемся возможностью поблагодарить Л.Я.Павлову за постоянную помощь в численном моделировании.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 мая 1980 г.  
22 октября 1980 г.

### Литература

- [1] В. Б. Горфинкель, М. Е. Левинштейн, Д. В. Машовец. ФТП, 13, 563, 1979.
- [2] М. Е. Левинштейн. ФТП, 13, 1249, 1979; D. E. Aspnes. Phys. Rev., B14, 5331, 1976.
- [3] А. А. Андронов, В. А. Валов, В. А. Козлов, Л. С. Мазов. J. Phys. C. Solid State Phys. (в печати)
- [4] И. И. Восилюс, И. Б. Левинсон. ЖЭТФ, 50, 1660, 1966.
- [5] Н. Maeda, Т. Kurosawa. J. Phys. Soc. Japan, 33, 562, 1972.
- [6] М. Toda, М. Glicksman. Phys. Rev., 140, A1317, 1965.

- [7] H.D.Rees. IBM J. Res. Devel., 13, 537, 1969.
- [8] Я.И. Альбер, А.А. Андронов, В.А. Валов, В.А. Козлов, А.М. Лернер, И.П. Рязанцева. ЖЭТФ, 72, 1030, 1977; А.А. Андронов, В.А. Козлов. Тезисы докладов IV симпозиума по плазме и неустойчивостям в полупроводниках. Вильнюс, 1980, стр. 107.
- [9] H.Kröemer. Sol. St. Electron, 21, 61, 1978.
- [10] P.Guetin, C.Hervoeut. Proc. IEEE (Lett), 56, 1597, 1968.
- [11] G.L.Tészner, D.Boccon-Gibod. Phys. St. Solid (a), 15, P.K.11, 1973.
- [12] G.Srivastava, P.C.Mathur, K.N.Tripathi, S.K.Lomash, A.K.Dhall. Phys. St. Sol. (a) 15, 247, 1973.
-