

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537.311.33

**ТРАЕКТОРИИ-ЛОВУШКИ И СРЫВ ДИССИПАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ***И. Б. Левинсон*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Топология траекторий в импульсном пространстве . . . . .	347
2. Срыв диссипативных эффектов . . . . .	349
3. Размытие критических полей $H_1$ и $H_2$ . . . . .	349
4. Гаусс-амперные характеристики (эксперимент) . . . . .	350
5. Неравновесность распределения в скрещенных полях . . . . .	352
6. Инверсия дырок в германии . . . . .	353
7. Переменные поля . . . . .	354
Цитированная литература . . . . .	355

В полупроводниках, в отличие от газовой плазмы, рассеяние электронов происходит сравнительно часто, и поэтому в кинетических явлениях динамические свойства носителей при движении вдоль траекторий в скрещенных полях  $E$  и  $H$  обычно выражены очень слабо. Однако при резко неупругом рассеянии на оптических фононах топология траекторий в импульсном пространстве играет важную роль, и перестройка топологии кардинально меняет физическую картину кинетики. Изменение топологии может привести к тому, что испускание оптических фононов оказывается невозможным, так что диссипативные эффекты полностью исключаются. Топология траекторий влияет и на характер неравновесности функции распределения горячих электронов, формируя в фазовом пространстве области аккумуляции носителей.

**1. ТОПОЛОГИЯ ТРАЕКТОРИЙ В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ**

В чистых полупроводниках при низкой температуре время рассеяния на примесях и акустических фононах  $\tau$  много больше, чем время испускания оптического фонона  $\tau_0$ . Поэтому в  $p$ -пространстве есть две области, в которых рассеяние имеет совершенно различный характер; эти области разделяются изоэнергетической поверхностью  $\epsilon(p) = \hbar\omega_0$ , где  $\hbar\omega_0$  — энергия длинноволнового оптического фонона. Если  $T \ll \hbar\omega_0$ , то в пассивной области  $\epsilon(p) < \hbar\omega_0$  поглощение оптических фононов экспоненциально слабо, а испускание невозможно. Поэтому в этой области  $\Omega$  рассеяние обусловлено только примесями и акустическими фононами. Между тем в активной области  $\epsilon(p) > \hbar\omega_0$  доминирует спонтанное испускание оптических фононов. В простейшей модели спектра  $\Omega$  есть сфера радиуса  $p_0 = \sqrt{2m\hbar\omega_0}$ .

Существует такой интервал электрических полей  $E$ , что

$$\tau \gg \tau_E \gg \tau_0, \quad (1)$$

где  $\tau_E = p_0/eE$  — время ускорения электрона от  $\varepsilon = 0$  до  $\varepsilon = \hbar\omega_0$ . Левое неравенство (1) означает, что за время ускорения в области  $\Omega$  электрон не успеет рассеяться, а правое — что достигнув границы этой области, он испускает фотон  $\hbar\omega_0$  мгновенно.

После испускания фотона электрон оказывается в точке  $p = 0$ , затем он движется под влиянием поля по прямой, параллельной  $E$ , до пересечения с границей  $\Omega$  в точке  $p = p_0$  (главная траектория, показана на рис. 1

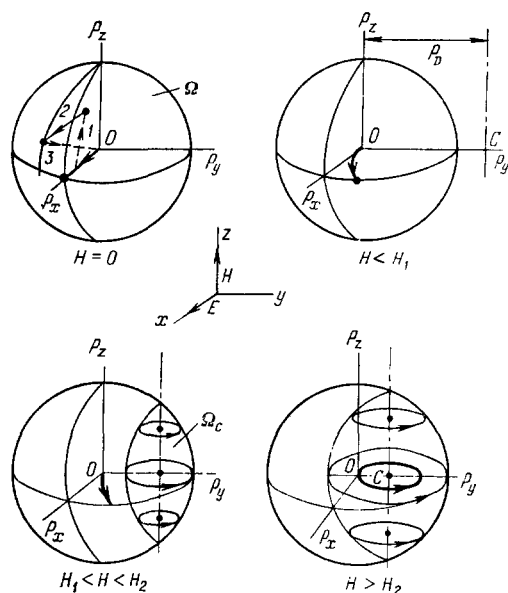


Рис. 1. Траектории электрона в импульсном пространстве в скрещенных полях.

$(1/2)v_0$ , где  $v_0 = p_0/m$ . Макроскопическим проявлением этого обстоятельства является насыщение тока  $j$  как функции  $E$ .

Существенно более сложная и богатая деталями картина движения электронов возникает при включении поля  $H$ , перпендикулярного  $E$ <sup>2,3</sup>. Теперь траектории в  $p$ -пространстве есть окружности, плоскости которых перпендикулярны  $H$ , а центры лежат на прямой, параллельной  $H$  и смещенной в холловском направлении от  $p = 0$  на расстояние  $p_D = mv_D$ , где  $v_D = cE/H$  — скорость холловского дрейфа (см. рис. 1). Электроны вращаются по этим окружностям с циклотронной частотой  $\omega_c = eH/mc$ .

Пока линия центров лежит вне сферы  $\Omega$ , т.е. при  $v_D > v_0$ , все траектории внутри  $\Omega$  не замкнуты, и картина движения электронов отличается от случая  $H = 0$  только тем, что все траектории, и главная, и побочные, искривлены. Такая картина имеет место при  $H < H_1 \equiv eE/v_0$ , или, что то же самое, при  $\omega_c \tau_E < 1$ . В поле  $H = H_1$  топология траекторий меняется: когда  $H > H_1$ , в  $\Omega$  появляются замкнутые побочные траектории, образующие веретенообразную область  $\Omega_c$  (область накопления). Траектории в  $\Omega_c$  являются ловушками электронов — электрон, попавший на замкнутую траекторию, может вернуться на главную траекторию только после упругого рассеяния, выводящего его из  $\Omega_c$  на незамкнутую побочную траекторию. Иначе говоря, время жизни в  $\Omega_c$  того же порядка, что

толстой линией), где снова испускает фотон и т. д.<sup>1</sup> В среднем на одном из  $\tau/\tau_E$  циклов ускорения произойдет упругое рассеяние внутри  $\Omega$  (штриховая стрелка 1). Однако после этого через время порядка  $\tau_E$  электрон, ускорившись по побочной траектории 2 до  $\varepsilon = \hbar\omega_0$  и испустив фотон (стрелка 3), вернется в  $p = 0$  и возобновит «челночное» движение по главной траектории. Отсюда ясно, что «время жизни» на главной траектории порядка  $\tau$ , а вне ее — порядка  $\tau_E$ . Поэтому доля электронов вне главной траектории мала, порядка  $\tau_E/\tau$ . Электроны главной траектории образуют в импульсном пространстве резко анизотропное «иглообразное» распределение. Средняя скорость электронов определяется «центром тяжести» этой траектории и равна

и на главной траектории, и поэтому доля электронов в  $\Omega_c$  порядка отношения фазовых объемов  $\Omega_c/(\Omega - \Omega_c)$ . При  $H = H_2 = 2H_1$  происходит вторая перестройка топологии — замыкается главная траектория. Когда  $H > H_2$ , почти все электроны находятся внутри веретена; доля электронов на незамкнутых траекториях вне веретена есть  $\tau_E/\tau$ .

## 2. СРЫВ ДИССИПАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ

Степень «замагниченности» электронов веретена и электронов незамкнутой главной траектории разная; для первых она определяется величиной  $\omega_c \tau \gg 1$ , а для вторых — величиной  $\omega_c \tau_E \approx 1$ . В поле  $H = H_1$  впервые появляются сильно замagnиченные электроны, а в поле  $H = H_2$  исчезают слабо замagnиченные. Именно этим определяется своеобразное влияние магнитного поля на кинетические явления при неупругом рассеянии.

Электроны веретена дают вклад только в холловский ток  $j_y$ , диссипативный ток  $j_x$  целиком обязан электронам главной траектории. Поэтому при  $H = H_2$ , когда испускание оптических фононов «выключается», должен скачком упасть диссипативный ток<sup>2,3</sup>.

Появление веретена в поле  $H = H_1$  должно привести к появлению сигнала циклотронного резонанса в «пробном» переменном поле  $\tilde{E}^+$ ; при  $H = H_2$  этот сигнал должен скачком возрасти.

Если  $E$  и  $H$  не перпендикулярны, то траектории из окружностей превращаются в спирали, и электрон на любой траектории может ускориться до  $\varepsilon = \hbar\omega_0$ . Однако, как легко понять, длина любой траектории есть осциллирующая функция  $H$ , так как при увеличении  $H$  в области  $\Omega$  укладывается новый виток спирали. С этим могут быть связаны любопытные осцилляционные зависимости  $j$  от  $H^5$ .

## 3. РАЗМЫТИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ $H_1$ И $H_2$

В действительности оптический фотон испускается не мгновенно, и поэтому электрон проникает в активную область на конечную глубину  $\Delta\varepsilon/v_0$ , в результате чего он возвращается не точно в  $p = 0$ , в малую сферу радиуса  $\delta p \approx \sqrt{2m\Delta\varepsilon}$ . Это значит, что главная траектория приобретает конечную «толщину»  $\delta p$ , являющуюся причиной размытия тех особенностей кинетических коэффициентов, которые обусловлены замыканием главной траектории. Глубину проникновения можно оценить из условия, что вероятность испустить оптический фотон за время ускорения от  $\varepsilon = \hbar\omega_0$  до  $\varepsilon = \hbar\omega_0 + \Delta\varepsilon$  порядка единицы, т. е.

$$\int_{\hbar\omega_0}^{\hbar\omega_0 + \Delta\varepsilon} \frac{dt}{\tau(\varepsilon)} = 1, \quad dt = \frac{dp}{eE} = \frac{d\varepsilon}{eEv_0}, \quad (2)$$

где время испускания фотона вблизи порога

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_0} \left( \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_0} - 1 \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3), находим  $\Delta\varepsilon/\hbar\omega_0 \approx (\tau_0/\tau_E)^{2/3}$ , что позволяет оценить степень размытия критического поля:

$$\frac{\delta H_2}{H_2} \approx \frac{\delta p}{p_0} \approx \left( \frac{\tau_0}{\tau_E} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Величина скачка тока  $j_x$ , который должен наблюдаться в поле  $H_2$ , определяется отношением числа электронов на незамкнутых побочных траекто-

риях и на главной траектории, т. е.

$$\frac{\delta j_x}{j_x} \approx \frac{\tau_E}{\tau}. \quad (5)$$

Иначе говоря, для наблюдения особенностей в поле  $H_2$  нужно выполнение неравенств

$$\tau \geq \tau_E \gg \tau_0. \quad (6)$$

Особенности в поле  $H_1$  обусловлены возникновением замагниченных электронов. Поэтому они проявятся только если  $\omega_c \tau \gg 1$ . Само поле  $H_1$  размывается из-за того, что в активной области вблизи  $\Omega$  есть тонкий слой, где вероятность (3) испустить фонон еще не превышает вероятности упругого рассеяния  $1/\tau$ . Оценив толщину этого слоя  $\Delta p$ , найдем

$$\frac{\delta H_1}{H_1} \approx \frac{\Delta p}{p_0} \approx \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^2. \quad (7)$$

Это значит, что особенности в поле  $H_1$  будут наблюдаться, если

$$\tau \gg \tau_E, \quad \tau_0; \quad (8)$$

соотношение между  $\tau_E$  и  $\tau_0$  может быть любым <sup>6</sup>.

#### 4. ГАУСС-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Первые попытки обнаружить срыв диссипативного тока в поле  $H_2$  были сделаны на дырочном  $\text{Ge}^{7-9}$ , где, как было известно, распределение горячих дырок в сильных полях  $E$  при  $H = 0$  имеет заметную анизотропию <sup>10</sup>. В лучших из использованных образцов  $\tau = 12$  пс, так что левая часть неравенства (6) требует  $E > 0,3$  кВ/см. Однако уже в этом поле, используя известное значение  $\tau_0 = 0,4$  пс, находим из (4), что  $\delta H_2/H_2 \approx 0,3$ . Неудивительно поэтому, что четких особенностей в экспериментах <sup>7-9</sup> обнаружено не было.

Успех был достигнут в экспериментах с высокочистыми кристаллами  $\text{AgBr}$  и  $\text{AgCl}$  <sup>11-13</sup>. Для электронов в таких кристаллах время упругого рассеяния  $\tau \approx 10$  пс, примерно такое же, как и для дырок в  $\text{Ge}$ , между тем, из-за сильной ионности щелочногалогенидных кристаллов взаимодействие с оптическими фононами в них намного сильнее —  $\tau_0 \approx 0,01$  пс. Это дает  $\tau/\tau_0 \approx 1000$ , по сравнению  $\tau/\tau_0 \approx 30$  для  $p\text{-Ge}$ . На рис. 2 показаны результаты измерений угла Холла  $\theta$ ; точки относятся к разным образцам  $\text{AgCl}$  и разным полям  $E$  в интервале 1—3 кВ/см<sup>13</sup>. Сплошная кривая — теоретическая <sup>2</sup>:

$$\text{tg } \theta = \frac{1}{h} \left( \frac{\arcsin h}{h} - \sqrt{1-h^2} \right), \quad h \equiv \frac{H}{H_2} = \frac{H}{2H_1}. \quad (9)$$

Она вычислена в предположении, что все электроны находятся на главной траектории; в этом случае ток определяется просто центром тяжести траектории. Из рис. 2 видно, что при  $H < H_1$ , когда почти все электроны действительно двигаются по главной траектории, зависимость  $\theta$  от  $H/H_1$  универсальна и очень близка к теоретической. При  $H > H_1$  часть электронов переходит на побочные замкнутые траектории веретена, где они имеют существенно большее эффективное  $\omega_c \tau$ , и поэтому экспериментальные кривые идут выше теоретической, соответствующей главной траектории. Доля электронов в  $\Omega_c$  определяется балансом упругого рассеяния внутри  $\Omega$  <sup>3</sup>, детали которого зависят от количества примесей. Именно поэтому в области  $H > H_1$  зависимости  $\theta(H)$  для разных образцов оказываются разными.

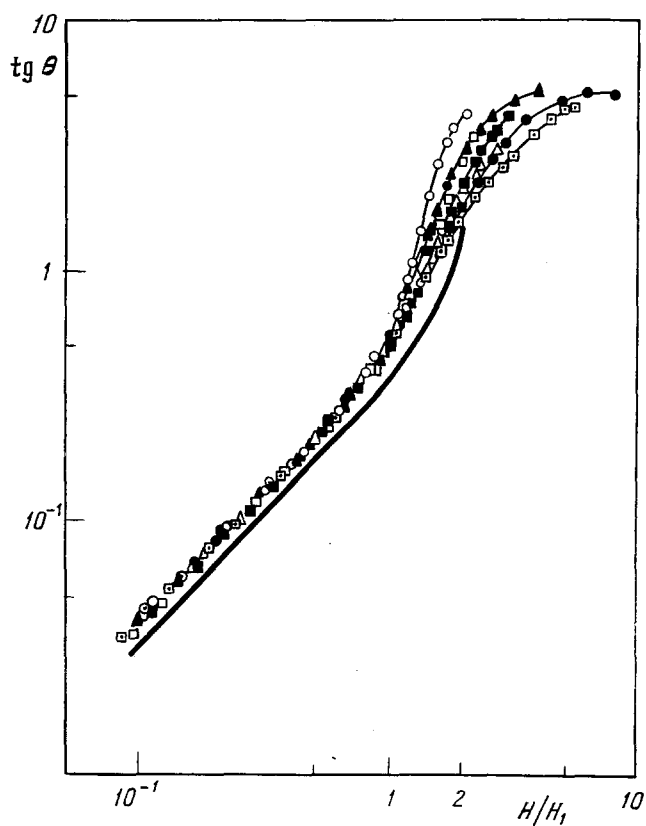


Рис. 2. Угол Холла в AgCl при  $T = 4,2$  К.  
 $H_1 = 14,5$  кЭ для  $E = 2$  кВ/см;  $m = 0,43$ .

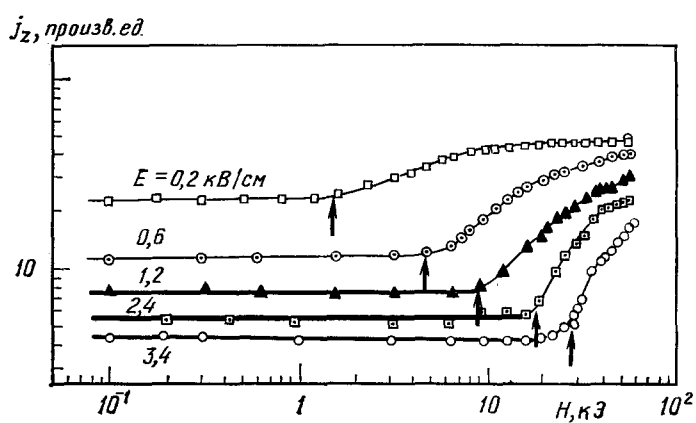


Рис. 3. Гаусс-амперная характеристика продольного тока в AgCl при  $T = 4,2$  К  
 и  $E_z = 15$  В/см.

На рис. 3 показаны результаты измерений тока  $j_z$ , возникающего, когда вдоль  $H$  приложено слабое постоянное поле  $E_z$ <sup>12,13</sup>. На кривых указаны значения сильных полей  $E_x$ . Ускорение электронов главной траектории вдоль  $z$  прерывается рассеянием на оптических фононах, происходящим через время  $\tau_E$ , иначе говоря, их дифференциальная подвижность вдоль  $z$  порядка  $(e/m) \tau_E$ . Между тем, электроны веретена, двигаясь по спирали, ускоряются вдоль  $z$  в течение времени  $\tau$  (предполагается, что поле  $E_z$  столь слабо, что упругое рассеяние происходит раньше, чем спираль «воткнется» в границу области  $\Omega$ ). Поэтому для них подвижность порядка  $(e/m) \tau$ , т. е. немного больше. Иначе говоря, при возникновении веретена средняя подвижность должна начать расти вместе с ростом объема веретена  $\Omega_c$ <sup>12</sup>. Эксперимент прекрасно подтверждает это обстоятельство (поля  $H_1$  показаны на рис. 3 стрелками).

### 5. НЕРАВНОВЕСНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Распределение электронов с выраженной динамикой движения по траекториям, исследованное в 2,3, является в некотором смысле «более неравновесным», чем обычное почти изотропное распределение горячих электронов, возникающее при квазиупругой релаксации энергии<sup>14</sup>. Так, в приближении  $\tau = \infty$  и  $\tau_0 = 0$  при  $H = 0$  дифференциальная проводимость  $\sigma(\omega) = 0$ <sup>15</sup>, между тем как интенсивность шумов тока  $S(\omega) \neq 0$

и имеет дельтообразные пики на частотах, кратных  $2\pi/\tau_E$ <sup>15,16</sup>. Налицо максимально возможное нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы. При конечных  $\tau$  и  $\tau_0$  получается  $\sigma(\omega) \neq 0$ , но зато в ряде случаев в области частот  $\omega \approx 2\pi/\tau_E$  имеет место  $\sigma(\omega) < 0$ <sup>17-19</sup>.

При наличии веретенообразной области  $\Omega_c$  специфические свойства распределения могут быть интерпретированы в терминах инверсного заселения<sup>20</sup>. Появление веретена  $\Omega_c$  означает появление группы электронов, энергия которых близка к  $\hbar\omega_0$ ; на функции распределения по энергиям  $f(\epsilon)$  возникает максимум, т. е. распределение становится инвертированным. Заметим, что квазиупругое рассеяние всегда дает монотонно убывающее неинвертированное распределение  $f(\epsilon)$ <sup>14</sup>. Пример инвертированного

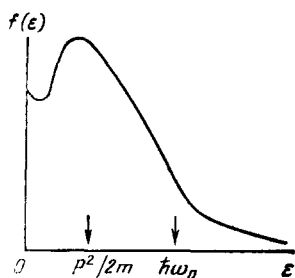


Рис. 4. Инвертированное распределение тяжелых дырок в германии при  $T = 21,5$  К,  $E = 2,7$  кВ/см и  $H = 20$  кЭ<sup>20</sup>.

распределения  $f(\epsilon)$  для тяжелых дырок в Ge, вычисленного по методу Монте-Карло, показан на рис. 4.

Другой неравновесный аспект распределения в скрещенных полях — «двухпучковый» характер распределения электронов замкнутой главной траектории по холловской компоненте импульса  $p_y$ . Из геометрических соображений легко видеть, что  $f(p_y)$  обращается в бесконечность при  $p_y = 0$  и  $p_y = 2p_D$ , т. е. в точках пересечения главной траектории с осью  $p_y$ .

Один из механизмов усиления, связанный с главной траекторией, — отрицательное поглощение при циклотронном резонансе — был вскрыт в работе<sup>21</sup>. Рассмотрим ситуацию, когда главная траектория «только что» замкнулась, т. е.  $H$  немного меньше  $H_2$ . Пусть образец помещен в переменное электрическое поле  $\tilde{E}$  с частотой  $\omega = \omega_c$ , поляризованное в плоскости  $x, y$ . Влияние поля  $\tilde{E}$  на электрон главной траектории зависит от соотношения между фазой поля  $\tilde{E}$  и фазой вращения электрона. Те электроны,

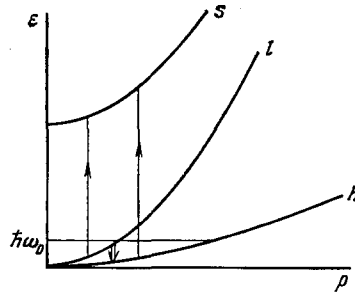
которые под влиянием поля  $\tilde{E}$  увеличивают свою энергию, переходят на траектории большего радиуса, достигают границы  $\Omega$ , испускают фотон и возвращаются в  $p = 0$ . Так будет происходить до тех пор, пока, попав в  $p = 0$ , электрон окажется в такой фазе, что его энергия в поле  $\tilde{E}$  будет уменьшаться. В результате произойдет бунчировка электронов по фазе, после которой все электроны будут отдавать энергию переменному полю, усиливать его. Численные расчеты показывают<sup>22</sup>, что необходимым условием реализации такого усиления является условие  $\tau/\tau_0 \gg 200$ , при современной чистоте материалов достижимое только в совершенных щелочно-галогенидных кристаллах.

## 6. ИНВЕРСИЯ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

По всей видимости, инверсия населенности легче достигается, когда есть несколько групп носителей с разными циклотронными массами, а испускание фотона  $\hbar\omega_0$  может приводить к превращению носителей разных групп друг в друга. Функция распределения носителей в такой ситуации изучалась для электронов в германии и кремнии, долины которых ориентированы неэквивалентно по отношению к магнитному полю<sup>23</sup> и для дырочной зоны германия с легкими и тяжелыми дырками<sup>4</sup>. Именно к этому

Рис. 5. Дырочная зона в германии.

$h$  — тяжелые дырки,  $l$  — легкие,  $s$  — спиново-отщепленные. Короткая стрелка — переходы  $l \rightarrow h$ , дающие излучение в дальнем ИК диапазоне, длинные стрелки — переходы  $h \rightarrow s$  и  $l \rightarrow s$ , по которым измеряется распределение дырок.



последнему случаю относятся все выполненные к настоящему времени эксперименты, связанные с попытками создания инверсии и ее использования для генерации излучения.

Из-за разницы в массах легких и тяжелых дырок (в германии  $m_l/m_h = 0,12$ ) существует интервал полей  $H$ , когда в пассивной области легких дырок  $\Omega^l$  есть веретенообразная область накопления  $\Omega_c^l$ , а в пассивной области тяжелых дырок  $\Omega^h$  области накопления нет. В этом интервале полей, как было показано в<sup>4</sup>, процесс превращения легких дырок в тяжелые при испускании фотона  $\hbar\omega_0$  выключен, и отношение числа легких дырок к тяжелым, которое в равновесии есть  $(m_l/m_h)^{3/2} = 4\%$ , увеличивается в  $\tau/\tau_E^h$  раз ( $\tau_E^h$  — время ускорения тяжелой дырки, времена рассеяния  $\tau$  одинаковы для дырок обоих типов). Рост концентрации легких дырок может привести к инверсии в некоторой области  $p$ -пространства, где будет выполнено неравенство  $f_l(p) > f_h(p)$ ; тогда возникнет генерация на переходах между зонами легких и тяжелых дырок<sup>24</sup> с излучением квантов  $\hbar\nu = \epsilon_l(p) - \epsilon_h(p)$  (рис. 5).

Инверсия распределения легких дырок относительно тяжелых в  $p$ -Ge подтверждается экспериментами<sup>25</sup> по измерению поглощения на переходах из зон легких и тяжелых дырок  $l$  и  $h$  в пустую спиново-отщепленную зону  $s$  (см. рис. 5); зная спектральный ход поглощения, можно вычислить  $f_l$  и  $f_h$ . В поле  $H = 23$  кЭ при достаточно больших  $E \approx 4$  кВ/см в определенной области импульсов  $p$  достигается инверсия  $f_l/f_h \approx 2-4$ ,

однако при изменении поля  $E$  в точках перестройки топологии траекторий никаких особенностей инверсии не наблюдается. Поэтому, хотя диапазон полей  $E$  и  $H$ , где наблюдается инверсия, согласуется с предсказаниями теории, полного ответа на вопрос о механизме инверсии эксперимент <sup>25</sup> не дает.

Другим источником информации о функции распределения являются эксперименты по измерению излучения на переходах  $1 \rightarrow h$  из p-Ge в скрещенных полях в дальнем ИК диапазоне <sup>26-28</sup>. На рис. 6 показана зависимость от  $H$  интегральной интенсивности излучения из p-Ge в диапазоне 50–120 мкм (область чувствительности фотодетектора Ge/Ga). Стрелками  $A$  и  $B$  указаны поля  $H_1^1$  и  $H_1^h$ , при которых возникает область накопления соответственно в зоне легких и тяжелых дырок. Возгорание излучения при  $H = H_1^1$  подтверждается также экспериментами <sup>28</sup>, выполненными в том же диапазоне полей  $E$  и  $H$ . В <sup>28</sup>

спад интенсивности при  $H = H_1^h$  наблюдается только в сильных полях  $E \approx 1$  кВ/см; в меньших полях

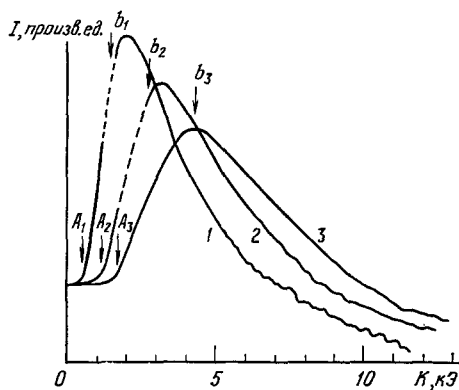


Рис. 6. Зависимость интегральной интенсивности излучения от  $H$  при разных полях.

$E$  (кВ) = 0,36 (1), 0,67 (2) и 1,1 (3) (из работы <sup>26</sup>).

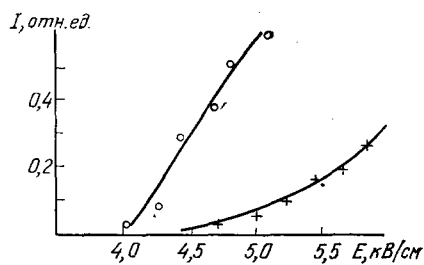


Рис. 7. Зависимость интенсивности ИК излучения  $\lambda \approx 100$  мкм из образца p-Ge, помещенного в резонатор, от электрического поля;

$H = 22,5$  кЭ,  $T = 10$  К (верхняя кривая) и  $T = 80$  К (нижняя).

$E$  интенсивность излучения выходит на плато. Наличие излучения не означает инверсии, однако эксперименты показывают, что сильное излучение возникает вместе с возникновением области накопления легких дырок. Это подтверждается и спектральными измерениями, выполненными в <sup>28</sup>.

Весьма веским доказательством в пользу инверсии является эксперимент <sup>29</sup>, где было показано, что если образец p-Ge поместить в резонатор, отбирающий колебания с  $\lambda \approx 100$  мкм, то интенсивность ИК-излучения из образца возрастает на полтора — два порядка. Из рис. 7 видно, что пороговое поле  $E$ , при котором появляется заметное излучение, весьма близко к полю  $E_1 = 4,3$  кВ/см, при котором исчезает веретенообразная область накопления тяжелых дырок, и создаются тем самым благоприятные условия для инверсии легких дырок, область накопления которых существует до полей  $E_2 = 12$  кВ/см.

## 7. ПЕРЕМЕННЫЕ ПОЛЯ

Ряд эффектов имеет место и в том случае, когда сильное поле  $E$  переменное (частоты  $\omega$ ). Если поле  $E$  поляризовано по кругу в плоскости, перпендикулярной  $H$ , то в изотропной модели задача сводится к статической <sup>30</sup>; достаточно перейти в систему координат, вращающуюся с полем, и из



менить  $H$  так, чтобы в новом поле циклотронная частота была  $\omega'_c = \omega_c - \omega$ . Отсюда следует, что линия циклотронного резонанса в сильном поле  $E$  имеет необычную форму <sup>30</sup> — она резко обрывается на расстоянии  $\Delta H = 2(c/v_0)E$  от резонансного поля  $H_0 = mc\omega/e$ . При линейной поляризации «полуширина»  $\Delta H$  такая же, хотя обрыв краев не столь резкий <sup>31</sup>. Эта зависимость  $\Delta H$  от  $E$  хорошо подтверждается экспериментом на AgBr <sup>32</sup>.

В переменном поле  $E$  также имеются области накопления, которые осциллируют внутри  $\Omega$  с периодом поля <sup>33</sup>.

Описанные выше эксперименты свидетельствуют, что в чистых щелочно-галогенидных кристаллах и в дырочном германии кинетические явления в сильных полях протекают на фоне выраженной динамики носителей <sup>2,3</sup>. С практической точки зрения наибольший интерес, на наш взгляд, представляет то обстоятельство, что состояние носителей в этих условиях сильнее отличается от равновесного, чем при обычном разогреве. Это позволяет надеяться на больший спектр неустойчивостей и связанные с этим возможности.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Schocley W.— Bell Syst. Techn. J. 1951, v. 30, p. 990.
2. Восиллюс И. И., Левинсон И. Б.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1660.
3. Восиллюс И. И., Левинсон И. Б.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1013.
4. Восиллюс И. И.— ФТТ, 1969, т. 11, с. 924.
5. Матулис А. Ю., Шербаков Л. М.— Ibid., с. 398.
6. Паршин Д. А.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 365.
7. Иванов Ю. Л., Ягодкин В. М.— ФТП, 1970, т. 4, с. 627.
8. Иванов Ю. Л.— ФТП, 1971, т. 5, с. 183.
9. Калитенко Н. Г., Ричигин Д. А., Лобачев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 528.
10. Pinson W. E., Bray R.— Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 136, p. 1449.
11. Komiyama S., Masumi T., Kajita K.— In: Proc. of 13th Intern. Conference on Physics of Semiconductors.— Roma, 1976.— P. 1222.
12. Komiyama S., Masumi T., Kajita K.— Phys. Rev. Lett, 1979, v. 42, p. 600; Sol. State Comm., 1979, v. 31, p. 447.
13. Komiyama S., Masumi T., Kajita K.— Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 20, p. 5192.
14. Левинсон И. Б.— ФТТ, 1964, т. 6, с. 2113.
15. Левинсон И. Б., Матулис А. Ю.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 1466.
16. Price P. J., IBM J., 1959, v. 3, p. 191.
17. Андронов А. А., Козлов В. А.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 124.
18. Гуляев Ю. В., Чусов И. И.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 2637.
19. Матулис А., Ченис А.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1134; ФТТ, 1980, т. 22, с. 857.
20. Maeda H., Kurosawa T.— J. Phys. Soc., Japan, 1972, v. 33, p. 562.
21. Альбер Я. И., Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Рязанцева И. П.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1030; Sol. State Comm., 1976, v. 19, p. 955.
22. Kurosawa T.— Ibid., 1977, v. 24, p. 357.
23. Восиллюс И. И., Левинсон И. Б.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 854; ФТТ, 1968, с. 10, с. 1462.
24. Андронов А. А., Козлов В. А., Мазов Л. С., Шастин В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 585.
25. Воробьев Л. Е., Оськин Ф. И., Стафеев В. И., Тулуненко В. Н.— Ibid., 1981, т. 34, с. 125.
26. Иванов Ю. Л.— Ibid., с. 539.
27. Гавриленко В. И., Мурзин В. Н., Стоклицкий С. А., Чеботарев А. П.— Ibid., 1982, т. 35, с. 81.
28. Komiyama S.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 271.
29. Воробьев Л. Е. и др.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 360.
30. Басс Ф. Г. и др.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 999.
31. Матулис А. Ю.— ФТТ, 1970, т. 12, с. 26.
32. Komiyama S., Masumi T.— Sol. State Comm., 1978, v. 26, p. 381.
33. Гуревич В. Л., Паршин Д. А.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1401; Sol. State Comm., 1981, v. 37, p. 515.