

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ НА ИОНИЗАЦИЮ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ СИЛЬНЫХ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

С экспоненциальной точностью решена задача об ионизации короткодействующего примесного центра (КПЦ) в узкозонном полупроводнике в условиях воздействия: а) высокочастотного (ВЧ) электрического поля, б) постоянных электрического и магнитного полей.

Получена зависимость вероятности ионизации КПЦ от ширины разрешенной зоны, частоты ВЧ поля и напряженностей полей. Показано, что учет конечности ширины зоны проводимости приводит к иной зависимости вероятности ионизации от величин напряженностей полей, чем в полупроводниках с параболическим спектром.

Результаты расчета могут быть использованы при интерпретации экспериментов по изучению проводимости СР в сильном электрическом и магнитном полях.

1. Задача об ионизации связанного состояния (отрицательного иона, атома, примесного центра) в условиях воздействия сильных внешних полей имеет солидную историю. Теория этого эффекта впервые рассматривалась Келдышем [1], решившим задачу об ионизации связанного состояния полем сильной световой волны. Полученные им результаты уточнялись в работах [2, 3]. Был разработан метод «мнимого времени», пригодный для вычисления вероятности ионизации короткодействующего примесного центра (КПЦ) в квазиклассическом приближении [4, 5]. Таким методом был произведен учет влияния магнитного поля на вероятность ионизации [6]. В работе [7] метод мнимого времени обобщен на явления квантово-механического туннелирования через произвольный, зависящий от времени квазиклассический потенциальный барьер. Рассмотренные в этих работах эффекты широко используются в физике твердого тела: при автоэлектронной эмиссии, межзонном пробое, ионизации и перезарядке глубоких примесных центров в полупроводниках. Экспериментальное исследование примесных состояний с помощью динамической туннельной спектроскопии проведено в [8]. Однако учет кристаллического потенциала во всех перечисленных работах производился введением эффективной массы, так что энергетический спектр вырванного полем носителя тока считался квадратичным. Вместе с тем в последнее время наметился прогресс в технологии получения полупроводниковых сверхрешеток (СР) [9, 10] — периодических структур с мини-зонным (неквадратичным) энергетическим спектром. В связи с усиливающимся вниманием к СР [11, 12] становится актуальной задача нахождения энергетических уровней и вероятностей распада примесных центров в полупроводниках с узкой зоной проводимости. В [13], например, найдены энергетический спектр и волновые функции локализованных состояний в модели Костера—Слэтера для узкозонного полупроводника в сильном электрическом поле и рассмотрено примесное поглощение света.

2. В настоящей работе произведен учет влияния конечной ширины зоны проводимости на вероятность ионизации КПЦ: а) сильным переменным электрическим полем, б) постоянным электрическим полем в присутствии магнитного поля. Результаты работы могут быть, по-видимому, использованы для объяснения противоречия между экспериментом (дающим возрастание тока с полем) и теорией, предсказывающей убывание тока в СР с ростом поля. Энергетический

спектр СР в одномини-зонном приближении будем аппроксимировать зависимостью

$$\varepsilon(p) = \frac{1}{2m_0} (p_y^2 + p_z^2) + \varepsilon_0 (1 - \cos p_x d), \quad (1)$$

где ε_0 — полуширина мини-зоны проводимости, d — постоянная СР, $\hbar=1$.

Предполагается, что в начале координат помещен КПЦ с энергией связи $\bar{\varepsilon}$. Задача об ионизации такого центра решается в квазиклассическом приближении (условия применимости см. далее). Вероятность ионизации с экспоненциальной точностью равна

$$W = \exp(-2 \operatorname{Im} S), \quad (2)$$

где S — классическое действие, набираемое частицей при подбарьерном движении. Такое движение, согласно [3], происходит во «мнимом времени» по классической траектории, находимой из уравнения

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}]. \quad (3)$$

Здесь $v = \partial\varepsilon/\partial p$. Частица выходит из-под барьера в момент времени $t=0$, так что $\operatorname{Im} r(0)=0$ [3]. Момент t_0 начала туннелирования находится из условия

$$\varepsilon(t_0) = -\bar{\varepsilon}. \quad (4)$$

3. Рассмотрим ионизацию КПЦ высокочастотным электрическим полем. Пусть к СР приложено переменное электрическое поле $\mathbf{E} = E_0 \cos \Omega t$, $E_0 \parallel OX$. Будем считать, что выполнены следующие условия квазиклассичности:

$$\frac{\Omega}{\bar{\varepsilon}} \ll 1, \quad \frac{\Omega}{2\varepsilon_0} \ll 1, \quad \frac{eE_0 d}{\bar{\varepsilon}} \ll 1, \quad \frac{eE_0 d}{2\varepsilon_0} \ll 1. \quad (5)$$

При этом не учитывается так называемое штарковское квантование. Последнее обстоятельство требует, вообще говоря, более сильного неравенства, чем четвертое неравенство из (5). Известно [9, 13-15], что штарковское квантование проявляется при $eE_0 d \gg \tau^{-1}$ (τ — время релаксации). С другой стороны, узкая зона (мини-зона) проводимости не размыта столкновениями при $2\varepsilon_0 \gg \tau^{-1}$. Таким образом, возможность пренебрежения штарковским квантованием определяется неравенствами

$$eE_0 d \ll \tau^{-1} \ll 2\varepsilon_0.$$

В этом случае поле можно рассматривать классически (т. е. мы будем иметь дело с многофотонной ионизацией). Кроме того, предполагается, что ионизация происходит достаточно медленно, а потенциальный барьер является широким, благодаря чему и оказывается возможным применить квазиклассическое приближение.

Подобно [3] «экстремальная» траектория (т. е. траектория, минимизирующая $\operatorname{Im} S$) будет одномерной и удовлетворяющей условию $p_x(0)=0$. Решая уравнение (3), получим

$$x(t) = \varepsilon_0 d \int_{t_0}^t \sin\left(\frac{eE_0 d}{\Omega} \sin \Omega t'\right) dt', \quad (6)$$

причем $t_0 = i |t_0|$, согласно (4), определяется соотношением

$$|t_0| = \frac{1}{\Omega} \operatorname{Arsh} \left\{ \frac{\Omega}{eE_0 d} \operatorname{Arsh} \frac{\sqrt{2\Delta + 1}}{\Delta} \right\}, \quad (7)$$

где $\Delta = \varepsilon_0/\bar{\varepsilon}$.

Используя функцию Лагранжа, соответствующую (1),

$$L = \frac{v_x}{d} \arcsin \frac{v_x}{\varepsilon_0 d} - \varepsilon_0 \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v_x}{\varepsilon_0 d} \right)^2} \right\} + eEx - \bar{\varepsilon}, \quad (8)$$

найдем действие $S = \int_{t_0}^0 L dt$, а затем $Q = 2 \operatorname{Im} S$:

$$Q = 2\bar{\varepsilon} \left\{ (\Delta + 1) |t_0| - \Delta \int_0^{t_0} \operatorname{ch} \left(\frac{eE_0 d}{\Omega} \operatorname{sh} \Omega t \right) dt \right\}. \quad (9)$$

Из выражения (9) легко получить показатель экспоненты для вероятности ионизации центра постоянным электрическим полем [как предел Q из (9) при $\Omega \rightarrow 0$]:

$$Q = \frac{2\bar{\varepsilon}}{eE_0 d} \left\{ (\Delta + 1) \operatorname{Arsh} \frac{\sqrt{2\Delta + 1}}{\Delta} - \sqrt{2\Delta + 1} \right\}. \quad (10)$$

Если, кроме того, $\Delta \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, так что $\varepsilon_0 d^2 \rightarrow m_0^{-1}$ (квадратичный спектр), то

$$Q = \frac{4 \sqrt{2m_0 \bar{\varepsilon}^3}}{3eE_0}. \quad (11)$$

Интеграл в (9), хотя аналитически и не берется, легко табулируется численно. На рис. 1 приведена зависимость $\operatorname{Im} S$ от E_0 при различных значениях $\xi = \Omega/\bar{\varepsilon}$. Можно отметить, что в отличие от случая постоянного поля ($\Omega = 0$), когда $\operatorname{Im} S \sim E_0^{-1}$, в высокочастотном поле $\operatorname{Im} S$ с ростом E_0 спадает медленнее, а вероятность ионизации в ВЧ поле больше, чем при $\Omega = 0$ (ср. [7]).

4. Рассмотрим влияние магнитного поля на вероятность ионизации КЩЦ в СР. Выберем следующую геометрию задачи: $E \parallel OX$, $H \parallel OZ$. Электрическое и магнитное поля считаем стационарными и удовлетворяющими условиям квазиклассичности

$$\frac{\omega_c}{2\varepsilon_0} \ll 1, \quad \frac{eEd}{2\varepsilon_0} \ll 1, \quad \frac{\omega_0}{c} \ll 1, \quad \frac{eEd}{\bar{\varepsilon}} \ll 1.$$

Классические уравнения движения при этом следующие:

$$\frac{dp_x}{dt} = eE + \omega_c p_y, \quad \frac{dp_y}{dt} = -\frac{eH}{c} v_x, \quad \frac{dp_z}{dt} = 0. \quad (12)$$

Здесь $\omega_c = eH/m_0 c$, $v_x = \partial \varepsilon / \partial p_x = \varepsilon_0 d \sin(p_x d)$. Из (12) и того факта, что $\operatorname{Im} z(0) = 0$, находим $z(t) = 0$, т. е. движение происходит в плоскости (X, Y) . Дифференцируя $\varepsilon(p)$ по времени, с использованием (12) получаем интеграл движения

$$\varepsilon(p) - V_0 p_y = \varepsilon(p) - eEx = \varepsilon^* = \text{const}, \quad (13)$$

где $V_0 = -cE/H$ — скорость дрейфа в холловском направлении. Характер движения носителей тока определяется величиной [16]

$$k^2 = \frac{1}{2\varepsilon_0} (\varepsilon^* + \alpha), \quad (14)$$

где $\alpha = m_0 V_0^2 / 2$. Так, при $k < 1$ движение происходит по замкнутым орбитам вокруг центра с координатами $p_x = 0$, $p_y = m_0 V_0$, с периодом $T = 4K(k)$ (K — полный эллиптический интеграл). При $k > 1$ траектории движения разомкнуты и период $T = 2k^{-1}K(k^{-1})$. При $k = 1$ движение происходит по сепаратриссе с бесконечным периодом. Интегрирование (12) приводит к следующим выражениям для компонент скорости:

$$v_x = 2\varepsilon_0 d \begin{cases} k \operatorname{sn}(\tau; k) \operatorname{dn}(\tau; k) & \text{при } k < 1, \\ \operatorname{sn}(k\tau; k^{-1}) \operatorname{cn}(k\tau; k^{-1}) & \text{при } k > 1; \end{cases} \quad (15)$$

$$v_y = V_0 + 2k \left(\frac{\varepsilon_0}{m_0} \right)^{1/2} \begin{cases} \operatorname{cn}(\tau; k) & \text{при } k < 1, \\ \operatorname{dn}(k\tau; k^{-1}) & \text{при } k > 1. \end{cases} \quad (16)$$

Здесь $\tau = (m_0/m)^{1/2} \omega_c t$, $m = (\varepsilon_0 d^2)^{-1}$; sn , cn , dn — эллиптические функции.

После выхода частицы из-под барьера траектория имеет обычный смысл (т. е. v и p действительные). Отсюда следует, что $v_x(0) = p_x(0) = 0$.

С учетом этого и записано (15). При этом, однако, как следует из (16),

$$p_y(0) = m_0 V_0 + 2k \left(\frac{\varepsilon_0}{m_0} \right)^{1/2},$$

т. е. точка выхода частицы из-под барьера не является «точкой остановки» в обычном смысле. Подобная ситуация имеет место и в случае подбарьерного дви-

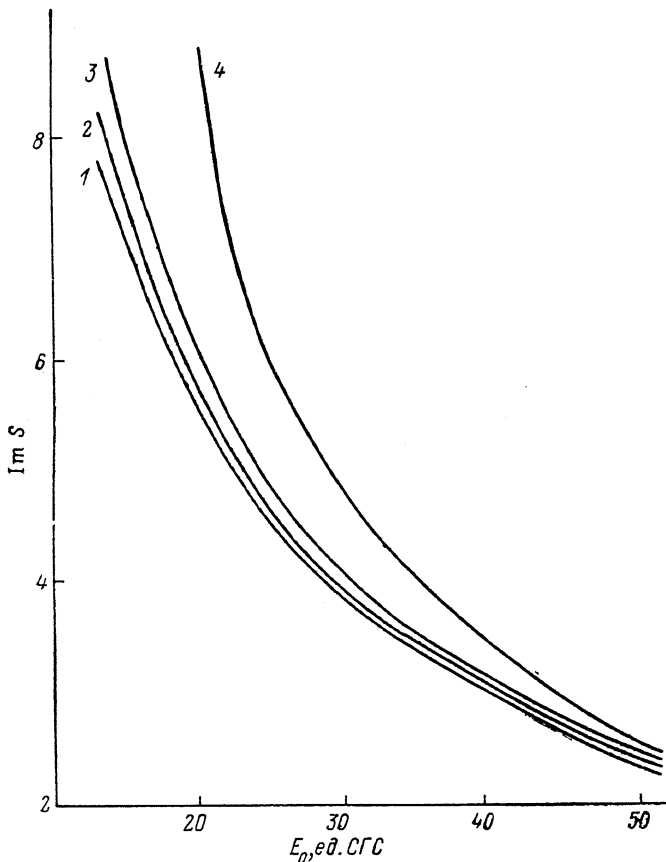


Рис. 1. Зависимость $\operatorname{Im} S$ от амплитуды электрического поля E_0 при $H=0$ (1—3) и $5 \cdot 10^4 \text{ O}$ (4).

ε : 1 — 0.1; 2 — 0.08; 3, 4 — 0; $\bar{\varepsilon} = 0.05 \text{ эВ}$, $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-29} \text{ г}$, $m = 9.11 \cdot 10^{-30} \text{ г}$.

жения в обычном полупроводнике (с квадратичным спектром) в условиях влияния магнитного поля [6]. Интегрируя (15) и (16), еще раз находим траекторию в параметрическом виде

$$x = 2\varepsilon_0 d \begin{cases} k [\operatorname{cn}(\tau_0; k) - \operatorname{cn}(\tau; k)] & \text{при } k < 1, \\ k^{-3} [\operatorname{dn}(k\tau_0; k^{-1}) - \operatorname{dn}(k\tau; k^{-1})] & \text{при } k > 1; \end{cases} \quad (17)$$

$$y = V_0 (\tau - \tau_0) + 2 \left(\frac{\varepsilon_0}{m_0} \right)^{1/2} \begin{cases} \arcsin [k \operatorname{sn}(\tau; k)] - \arcsin [k \operatorname{sn}(\tau_0; k)] & \text{при } k < 1, \\ \arcsin [\operatorname{sn}(k\tau; k^{-1})] - \arcsin [\operatorname{sn}(k\tau_0; k^{-1})] & \text{при } k > 1. \end{cases} \quad (18)$$

Нетрудно заметить, что $\operatorname{Im} x(0) = 0$. Учитывая, что $\tau_0 = i |\tau_0|$, и налагая требование $\operatorname{Im} y(0) = 0$, имеем

$$\begin{aligned} \arcsin [k \operatorname{sn}(i |\tau_0|; k)] &= i \sqrt{f} |\tau_0| & \text{при } k < 1, \\ \arcsin [\operatorname{sn}(ik |\tau_0|; k^{-1})] &= i \sqrt{f} |\tau_0| & \text{при } k > 1. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь обозначено

$$\sqrt{f} = -\frac{1}{2} V_0 \left(\frac{m_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} > 0.$$

Условие (4) дает еще одно соотношение между τ_0 и k :

$$\begin{aligned} \operatorname{cn}(\tau_0; k) &= -\frac{\bar{\varepsilon} + \alpha + 2\varepsilon_0 k^2}{2kV_0 \sqrt{\varepsilon_0 m_0}} \quad \text{при } k < 1, \\ \operatorname{dn}(k\tau_0; k^{-1}) &= -\frac{\bar{\varepsilon} + \alpha + 2\varepsilon_0 k^2}{2kV_0 \sqrt{\varepsilon_0 m_0}} \quad \text{при } k > 1. \end{aligned} \quad (20)$$

Из (12) и (20) находим

$$k^2 = f - \eta + 2f^{1/2} [\operatorname{sh}^2(f^{1/2} | \tau_0 |) - \eta]^{1/2}, \quad (21)$$

где $f = \alpha/2\varepsilon_0$, $\eta = \bar{\varepsilon}/2\varepsilon_0$. При этом безразмерное время подбарьерного движения $|\tau_0|$ находится из трансцендентного уравнения

$$\begin{aligned} i|\tau_0| &= F\{\operatorname{Arsh}[k^{-1} \operatorname{sh}(f^{1/2} | \tau_0 |)]; k\} \quad \text{при } k < 1, \\ ik|\tau_0| &= F\{if^{1/2} | \tau_0 |; k^{-1}\} \quad \text{при } k > 1. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь $k = k(|\tau_0|)$ определяется из (21), $F(\varphi; k) = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}$ — эллиптический интеграл первого рода. Уравнения (22) могут быть получены следующим образом. Из уравнений движения (12) следует, что

$$k^2 = \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 + \sin^2 \varphi, \quad (23)$$

где $\varphi = p_x d/2$. Выражая из (23) $d\tau$ и интегрируя от 0 до τ_0 с учетом того, что $\varphi(0) = 0$,

$$\varphi(\tau_0) = \begin{cases} \arcsin[k \operatorname{sn}(\tau_0; k)] & \text{при } k < 1, \\ \arcsin[\operatorname{sn}(k\tau_0; k^{-1})] & \text{при } k > 1, \end{cases} \quad (24)$$

получаем (22). Уравнения (22) решаются численными методами. Для этой цели их удобно переписать в виде, пригодном для любых значений k :

$$|\tau_0| = \int_0^{f^{1/2} |\tau_0|} \frac{d\theta}{\sqrt{k^2 + \operatorname{sh}^2 \theta}}. \quad (25)$$

Функция Лагранжа задачи имеет вид

$$L = \frac{m_0 v_y^2}{2} + \frac{v_x}{d} \arcsin \frac{v_x}{\varepsilon_0 d} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v_x}{\varepsilon_0 d} \right)^2} \right) + \frac{e}{c} \mathbf{A} \mathbf{v} + eEx + \bar{\varepsilon}, \quad (26)$$

где $\mathbf{A} = 1/2 [\mathbf{H}; \mathbf{r}]$. Используя (25), находим действие

$$\operatorname{Im} S(\tau_0; 0) = \begin{cases} \frac{2\varepsilon_0}{N} \{i(f + \eta + 2 - k^2) |\tau_0| - \\ - 2E(i \operatorname{Arsh}[k^{-1} \operatorname{sh}(f^{1/2} | \tau_0 |)]; k)\} \quad \text{при } k < 1, \\ \frac{2\varepsilon_0}{N} \{i(f + \eta + k^2) |\tau_0| - \\ - 2kE(if^{1/2} | \tau_0 |; k^{-1})\} \quad \text{при } k > 1, \end{cases} \quad (27)$$

где $N = \omega_c (m_0/m)^{1/2}$, $E(\varphi; k) = \int_0^\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$ — эллиптический интеграл второго рода.

На рис. 1 (кривая 4) приведена зависимость $\operatorname{Im} S$ от E в магнитном поле $H = 5 \cdot 10^5$ Э. Можно отметить, что $\operatorname{Im} S$ с ростом E спадает быстрее, чем E^{-1} (что характерно для случая $H = 0$), а вероятность ионизации при $H \neq 0$ меньше.

чем при $H=0$ (для такой же величины E). Последнее обстоятельство объясняется тем, что магнитное поле приводит к «закручиванию» траектории подбарьерного движения и увеличению времени туннелирования (это явление для полупроводника с квадратичным спектром отмечено в [6]).

На рис. 2 представлены зависимости $\text{Im } S$ от H для различных значений E . На рис. 3 показана зависимость $\text{Im } S$ от E для различных значений ε_0 , причем эффективная масса электрона вдоль оси CP фиксирована и равна $m=9.11 \times 10^{-30}$ г. Как видно, с ростом ширины мини-зоны вероятность ионизации умень-

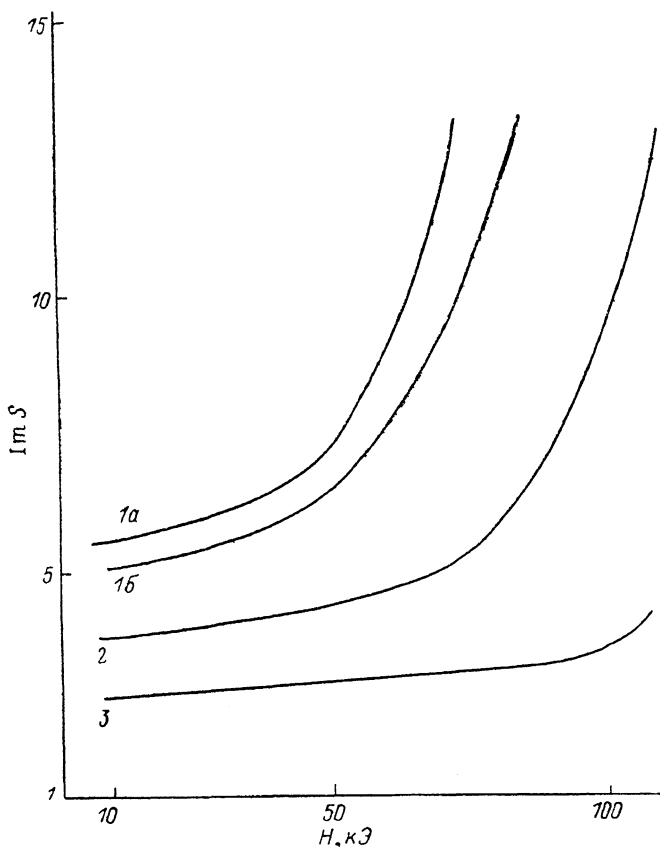


Рис. 2. Зависимость $\text{Im } S$ от H для CP с $m=9.11 \cdot 10^{-30}$ г при $\varepsilon_0=0.05$ (1а, 2, 3) и 0.025 эВ (1б).
E, ед. СГС: 1а, 1б — 22, 2 — 31, 3 — 44.

шается (рис. 3). Из (27) при $H \rightarrow 0$, $k > 1$ получаем (10). При $\varepsilon_0 \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, $(\varepsilon_0 d^2)^{-1} \rightarrow m_0$, используя известное разложение при $k \rightarrow 0$

$$E(\text{am } \tau_0; k) \approx \text{am } \tau_0 - \frac{k^2}{4} (\text{am } \tau_0 - \text{sn } \tau_0 \text{ cn } \tau_0),$$

$$\text{am } (\tau_0; k) \approx \tau_0 - \frac{k^2}{4} (\tau_0 - \sin \tau_0 \cos \tau_0),$$

имеем

$$\text{Im } S = \frac{1}{\omega_0} (\bar{\varepsilon} - \sqrt{\alpha^2 |\tau_0|^2 - \alpha \bar{\varepsilon}}) |\tau_0|. \quad (28)$$

Здесь $|\tau_0|$ находится из условия

$$|\tau_0| [1 - (\text{cth } |\tau_0| - |\tau_0|^{-1})^2] = \frac{\bar{\varepsilon}}{\alpha}. \quad (29)$$

Уравнения (28) и (29) совпадают с соответствующими уравнениями из [6].

Имея в виду использование полученных результатов в экспериментальной ситуации, отметим следующее обстоятельство. Теоретическое исследование электропроводности ПП с узкой зоной проводимости в постоянном электрическом поле [14, 15], ВЧ поле [17] и в постоянном электрическом поле в условиях влияния магнитного поля [18] приводит к необходимости проявления отрицательной дифференциальной проводимости. В частности, в [14] показано, что при определенных условиях $j \sim E^{-1}$. Однако в данных работах предполагалось, что концентрация носителей в зоне проводимости не зависит от E ($n=n_0$). Вместе с тем экспериментальный результат работы [19] состоит в том, что j росла экспонен-

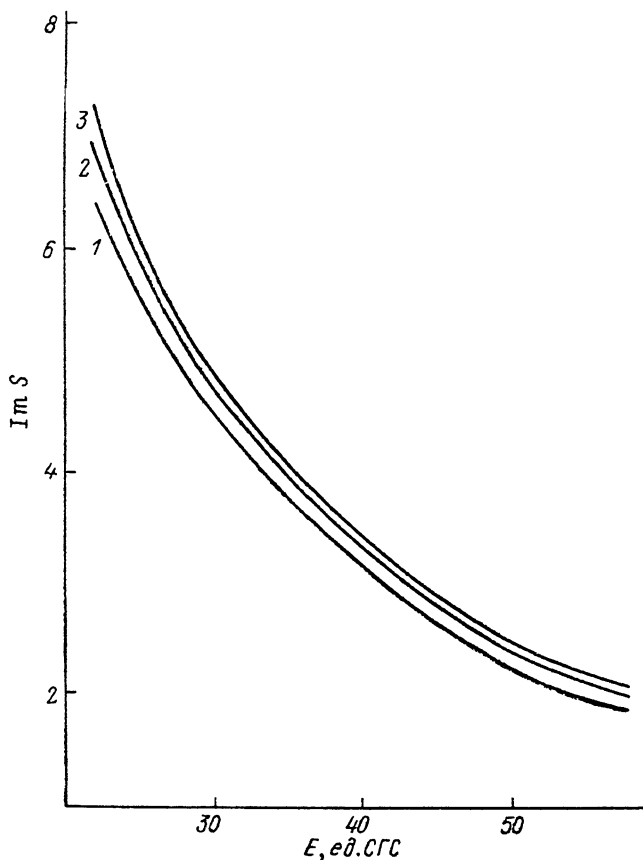


Рис. 3. Зависимость $\text{Im} S$ от E при $m=9.11 \cdot 10^{-30}$ г.
 ϵ_0 , эВ: 1 — 0.0125, 2 — 0.025, 3 — 0.05.

циально с ростом E . В [14] данная ситуация объяснена с позиций эффекта Френкеля—Пула. Однако данные емкостной спектроскопии — основного метода исследования термоионизации — противоречат теории, основанной на эффекте Френкеля—Пула [20]. Другое возможное объяснение роста j состоит в следующем. С учетом ионизации КПЦ можно считать, что

$$n = n(E=0) + n_D \exp\{-2 \text{Im} S\},$$

где n_D — концентрация КПЦ. Таким образом, из результатов данной работы следует, что плотность тока в полупроводниках с узкой зоной проводимости должна также расти с ростом E .

Отметим, что в ряде недавних работ [21–23] рассматривалась туннельная ионизация примесных центров (для квадратичного и кейновского спектров). В [22, 23] проведено вычисление W с учетом перестройки решетки в окрестности центра (с учетом локальных колебаний «ядер») при $H=0$. Были получены правильные (численно совпадающие с экспериментом) термополевые зависимости W . Учет локальных колебаний для модели спектра (1) мог бы, по-видимому, при-

вести к предсказанию правильной зависимости $W(T)$. Однако этот вопрос выходит за рамки настоящей статьи и будет рассмотрен отдельно. Здесь приведем только качественные соображения, показывающие, когда можно не учитывать искажение решетки при туннелировании. Ограничимся случаем $H=0$, $E=\text{const}$ и воспользуемся идеями из [23]. Тогда при $k_B T \ll \hbar\omega_1 \ll \varepsilon$ температурной поправкой к W можно пренебречь при выполнении неравенства

$$eEd \geq \frac{\hbar\omega_1}{2} \left(\frac{s}{\Delta} \right)^{1/2}.$$

Здесь ω_1 — частота локальной моды, s — фактор Хуанга и Рис. Полагая для оценки $s=\Delta=2$, $\hbar\omega_1=10^{-2}$ эВ, находим $T \ll 100$ К, $E \gg 3 \cdot 10^3$ В/см.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. А. Черепанову за помощь в численных расчетах, Ф. Г. Бассу, В. М. Яковенко и всем участникам семинара отделения ФТТ ИРЭ АН УССР за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 5 (11). С. 1945—1957.
- [2] Никишов А. И., Ритус В. И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 1. С. 255—270.
- [3] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971.
- [4] Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 5. С. 1393—1409.
- [5] Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. В. 7. С. 309—326.
- [6] Котова Л. П., Переломов А. М., Попов В. С. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1151—1161.
- [7] Ивлев Б. И., Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 6. С. 2208—2225.
- [8] Даргис А. Ю., Жираускас С. В., Жураускаене Н. Ю. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 1. С. 277—279.
- [9] Шик А. Я. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 10. С. 1841—1864.
- [10] Силян А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 485—521.
- [11] Силян А. П. // УФН. 1986. Т. 150. В. 1. С. 166—168.
- [12] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 2. С. 721—729.
- [13] Старобогатов Р. О., Яшин Г. Ю. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1660—1662.
- [14] Врухін V. V., Firsov Yu. A. // Sol. St. Commun. 1972. V. 10. P. 471—477.
- [15] Левинсон И. Б., Ясевичуте Я. // ЖЭТФ. 1971. Т. 62. В. 5. С. 1902—1912.
- [16] Басс Ф. Г., Лыхах В. А., Тетеров А. П. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2314—2322.
- [17] Басс Ф. Г., Рубинштейн Е. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 5. С. 1379—1388.
- [18] Крючков С. В., Михеев Н. П. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 11. С. 2277—2279.
- [19] Maekawa S. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. N 21. P. 1175—1177.
- [20] Tasch A. F., Sah C. T. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 2. P. 800—809.
- [21] Волибок А. М., Жданова Н. Г., Каган М. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2168—2171.
- [22] Карпус В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 7. С. 334—336.
- [23] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 2319—2331.

Волгоградский педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получена 10.10.1988
Принята к печати 24.01.1989