Письма в ЖЭТФ, том 68, вып.10, стр.763 - 767

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМОАКТИВИРОВАННУЮ ТУННЕЛЬНУЮ ИОНИЗАЦИЮ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.И.Перель, И.Н.Яссиевич[1)]

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

194021 С.Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 1998 г.

Получено выражение для вероятности термоактивированной туннельной ионизации в электрическом поле в присутствии магнитного поля. Показано,что логарифм вероятности ионизации пропорционален квадрату электрического поля, а коэффициент пропорциональности падает с увеличением магнитного поля.

PACS: 68.55.Ln, 71.35.Cc

Влияние электрического поля на термическую ионизацию примесных центров в полупроводниках ранее связывалось с эффектом Пулла – Френкеля, то есть с понижением энергии ионизации притягивающих кулоновских центров в электрическом поле. В последние годы было показано, теоретически и экспериментально, что в достаточно сильных электрических полях основную роль в процессе ионизации играет термоактивированное туннелирование носителей заряда, сопровождающееся многофононным переходом [1–4]. В настоящей работе изучено влияние магнитного поля на этот процесс.

Рассмотрим примесный центр, на котором в связанном состоянии находится электрон. При равновесной конфигурации решетки для электрона на центре имеется потенциальная яма. Колебания решетки приводят к ее изменению, и в результате изменяется энергия локализованного электрона. Будем для простоты полагать, что главную роль в движении электронного уровня играет одна мода локальных колебаний (обычно это "дыхательная" мода), которая описывается конфигурационной координатой x. Обычно вводятся два адиабатических потенциала: потенциал $U_1(x)$ – колебательный потенциал при наличии связанного электрона, и потенциал $U_2(x)$, который соответствует ионизованной примеси плюс свободный электрон с нулевой кинетической энергией. Если свободный электрон имеет энергию ε, то этому соответствует адиабатический потенциал $U_{2\varepsilon} = U_2(x) + \varepsilon$. В электрическом поле энергия свободного электрона может быть отрицательной (см. рис.1).

Можно считать, что процесс термической ионизации под влиянием электрического поля происходит в три этапа:

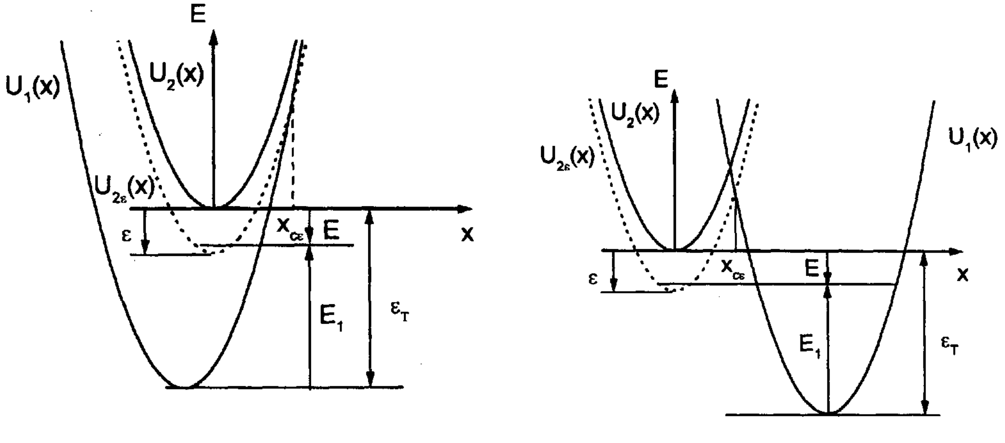
1) в результате теплового возбуждения система оказывается на колебательном уровне E_1 в потенциале $U_1(x)$ (см. рис.1);

2) происходит туннельная перестройка колебательной системы к адиабатическому потенциалу $U_{2\varepsilon}(x)$, соответствующему отрицательной энергии электрона ε;

3) электрон туннелирует из ямы в свободное состояние при энергии $\varepsilon < 0$.

Первые два процесса происходят без участия электрического поля, а третий – без участия колебаний.

[1)] e-mail: Irina.Yassievich@pop.ioffe.rssi.ru



a b

Рис.1. Схема адиабатических потенциалов, иллюстрирующая туннельную перестройку колебательной системы при ионизации: a) и b) соответствуют двум возможным расположениям потенциалов (в случае b имеет место автолокализация). Пояснения приведены в тексте

Вероятность ионизации в квазиклассическом приближении пропорциональна выражению

$$\exp(-\frac{E_1}{kT})\exp[-2(S_{2\varepsilon}-S_{1\varepsilon})]\exp[-2S_e(\varepsilon)], \tag{1}$$

где

$$S_{1\varepsilon}=\frac{\sqrt{2M}}{\hbar}\int_{a_1}^{x_{c\varepsilon}}\sqrt{U_1(x)-E}dx, \tag{2}$$

$$S_{2\varepsilon}=\frac{\sqrt{2M}}{\hbar}\int_{a_{2\varepsilon}}^{x_{c\varepsilon}}\sqrt{U_{2\varepsilon}(x)-E}dx. \tag{3}$$

Энергия E отсчитывается от дна потенциала $U_2(x)$: $E=E_1-\varepsilon_T=E_2+\varepsilon$, E_1 и E_2 – энергии колебаний в потенциалах $U_1(x)$ и $U_2(x)$, ε_T – энергия термической ионизации; M – масса, связанная с избранной модой колебаний. Пределами интегрирования в (2), (3) являются точки поворота a_1 и $a_{2\varepsilon}$ в потенциалах $U_1(x)$ и $U_{2\varepsilon}(x)$ и точка встречи этих потенциалов $x_{c\varepsilon}$. Три сомножителя в формуле (1) представляют вероятности трех перечисленных выше процессов. Последний множитель $\exp[-2S_e(\varepsilon)]$ определяет вероятность электронного туннелирования при энергии $\varepsilon < 0$. Полная вероятность ионизации получается интегрированием произведения (1) по электронной энергии ε и энергии колебаний E_1. Вычисление этого интеграла методом перевала приводит к двум уравнениям для оптимальных значений E_{1m} и ε_m:

$$\tau_{2\varepsilon}-\tau_{1\varepsilon}=\hbar/2kT, \qquad \tau_{2\varepsilon}=\tau_e, \tag{4}$$

где

$$\tau_{1\varepsilon}=-\hbar\frac{\partial S_{1\varepsilon}}{\partial E}, \qquad \tau_{2\varepsilon}=-\hbar\frac{\partial S_{2\varepsilon}}{\partial E}, \qquad \tau_e=-\hbar\frac{\partial S_e(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \tag{5}$$

при $E=E_{1m}-\varepsilon_T$, $\varepsilon=\varepsilon_m$. Времена $\tau_{1\varepsilon}$, $\tau_{2\varepsilon}$ и τ_e играют роль времен туннелирования колебательной системы в потенциалах U_1 и $U_{2\varepsilon}$ и времени туннелирования электрона, соответственно.

Описанная схема расчета вероятности ионизации была ранее использована при рассмотрении процесса ионизации в постоянном [1] и переменном [2] электрических полях (см.также [3]). Полученные результаты хорошо согласуются с многочисленными экспериментами [3, 4]. Здесь мы применим этот подход для рассмотрения влияния магнитного поля на термическую ионизацию в постоянном электрическом поле. Мы используем результаты работ [5, 6], где была найдена вероятность электронного туннелирования в присутствии электрического и магнитного полей в квазиклассическом приближении. Полученный в этих работах результат может быть записан в виде:

$$2S_e(\varepsilon) = \frac{2}{3}\frac{(2|\varepsilon|m)^{3/2}}{Fm\hbar}g(\gamma,\theta), \tag{6}$$

$$\gamma = \sqrt{2|\varepsilon|m}\frac{\Omega}{F}, \tag{7}$$

где m – эффективная масса электрона, $\Omega = eH/mc$ – циклотронная частота, $F = e\mathcal{E}$ – сила, действующая на электрон в электрическом поле напряженностью $\mathcal{E}$. Функция $g(\gamma,\theta)$, зависящая от угла θ между направлениями электрического и магнитного полей, дается выражением

$$g(\gamma,\theta) = \frac{3}{2}\beta\left[1 - \frac{\sqrt{\beta^2-1}}{\gamma}\sin\theta - \frac{1}{3}\beta^2\cos^2\theta\right], \tag{8}$$

где $\beta > 0$ и связано с параметром γ уравнением

$$\beta^2 - \sin^2\theta\left[\beta\coth(\beta\gamma) - \frac{1}{\gamma}\right]^2 = 1. \tag{9}$$

Из (5) – (8) находим

$$\tau_e = \frac{\gamma}{\Omega}\left[g(\gamma,\theta) + \frac{1}{3}\gamma\frac{\partial g(\gamma\theta)}{\partial\gamma}\right]. \tag{10}$$

При достаточно слабых полях, когда $|\varepsilon_m| << \varepsilon_T$, можно разложить разность $S_{2\varepsilon} - S_{1\varepsilon}$ в (1) в ряд по степеням ε и ограничиться первым членом разложения, тогда

$$S_{2\varepsilon} - S_{1\varepsilon} = S_2 - S_1 + \varepsilon\tau_2/\hbar, \tag{11}$$

где S_2, S_1 и τ_2 – значения $S_{2\varepsilon}$, $S_{1\varepsilon}$ и $\tau_{2\varepsilon}$ при $\varepsilon = 0$. В уравнениях (4) также можно положить ε равным нулю в туннельных временах колебательной системы $\tau_{1\varepsilon}$ и $\tau_{2\varepsilon}$. Тогда первое из уравнений (4) определяет E_{1m} и дает для него то же значение, что и при отсутствии электрического поля. В результате получаем, что с экспоненциальной точностью вероятность ионизации в электрическом поле дается выражением

$$\mathrm{e}(F) = \mathrm{e}(0)\exp\left[\frac{2|\varepsilon_m|\tau_2}{\hbar} - 2S_e(|\varepsilon_m|)\right], \tag{12}$$

где оптимальная энергия для электронного туннелирования ε_m определяется вторым уравнением (4), в котором $\tau_{2\varepsilon}$ заменено на τ_2, а для τ_e следует использовать выражение (10). Так как между параметром γ и энергией ε существует связь (7), то оптимальной энергии туннелирования ε_m соответствует оптимальное значение γ_m, для которого в итоге имеем уравнение

$$\gamma_m \left[g(\gamma_m, \theta) + \frac{1}{3}\gamma_m \frac{\partial g(\gamma_m, \theta)}{\partial \gamma_m} \right] = \Omega\tau_2. \tag{13}$$

Формула (12) при этом приводится к виду

$$\mathrm{e}(F) = \mathrm{e}(0) \exp\left(F^2/F_c^2\right), \tag{14}$$

где F_c удобно выразить через вспомогательную величину τ_2^*:

$$F_c^2 = \frac{3m\hbar}{(\tau_2^*)^3}, \qquad (\tau_2^*)^3 = \tau_2^3 \left(\frac{\gamma_m}{\Omega\tau_2}\right)^3 \left(3\frac{\Omega\tau_2}{\gamma_m} - 2g(\gamma_m, \theta)\right). \tag{15}$$

При $H \to 0$ имеем $g(\gamma, \theta) \to 1$ и, как видно из уравнения (13), $\gamma_m/\Omega\tau_2 \to 1$. Следовательно, $\tau_2^* \to \tau_2$ и мы получаем известный результат [1, 3] для ионизации в постоянном электрическом поле при отсутствии магнитного. Согласно (4) время τ_2 определяется соотношением

$$\tau_2 = \hbar/2kT + \tau_1, \tag{16}$$

причем τ_1 практически не зависит от температуры [3].

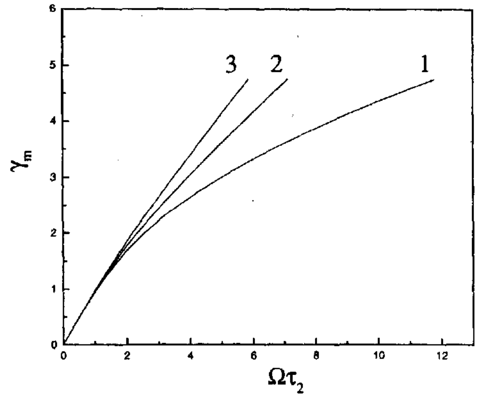


Рис.2. Зависимость параметра γ_m от $\Omega\tau_2$ для трех значений угла θ между направлениями электрического и магнитного полей: *1* – $\theta = \pi/2$, *2* – $\theta = \pi/3$, *3* – $\theta = \pi/4$

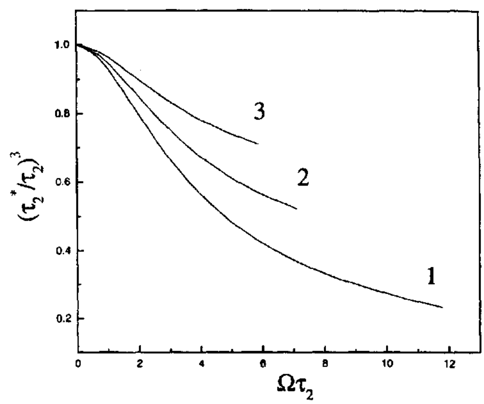


Рис.3. Зависимость отношения $(\tau_2^*/\tau_2)^3$ от $\Omega\tau_2$ для трех значений угла θ между направлениями электрического и магнитного полей: *1* – $\theta = \pi/2$, *2* – $\theta = \pi/3$, *3* – $\theta = \pi/4$

Рассмотрим предельные случаи, ограничиваясь взаимно перпендикулярными электрическими и магнитными полями ($\theta = \pi/2$). В случае сильного магнитного поля $\gamma >> 1$ [6]

$$g(\gamma, \pi/2) = 3/8\gamma. \tag{17}$$

Из уравнения (13) в этом пределе получаем

$$\gamma_m = \sqrt{2\Omega\tau_2}. \tag{18}$$

Таким образом, условие $\gamma_m >> 1$ означает $\Omega\tau_2 >> 1$. Для параметра τ_2^* из (15) при этом условии имеем

$$\tau_2^{*3} = 3\tau_2^3/\Omega\tau_2. \tag{19}$$

Магнитное поле, как и следовало ожидать, замедляет процесс термоактивированной туннельной ионизации.

В пределе слабого магнитного поля, $\Omega\tau_2 << 1$, легко получить из (7), (9), (13) и (15)

$$\gamma_m = \Omega\tau_2 \left(1 - 1/18(\Omega\tau_2)^2\right), \qquad (\tau_2^*)^3 = \tau_2^3 \left(1 - 1/15(\Omega\tau_2)^2\right). \tag{20}$$

Зависимость γ_m и $(\tau_2^*/\tau_2)^3$ от параметра $\Omega\tau_2$ в общем случае представлена на рис.2 и 3 для $\theta = \pi/2, \pi/3, \pi/4$.

Таким образом, в работе показано, что магнитное поле, не меняя характера зависимости вероятности термоактивированной туннельной ионизации примесных центров от электрического поля, уменьшает темп ионизации. Этот эффект определяется параметром $\Omega\tau_2$, где Ω – циклотронная частота, а τ_2 определяется временем туннельной перестройки колебательной системы центров при ионизации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #98-02-18268 и #96-15-96392).

---

1. В.Карпус, В.И.Перель, Письма в ЖЭТФ **42**, 403 (1985).
2. S.D.Ganichev, E.Ziemann, Th.Gleim et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2409 (1998).
3. В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Яссиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, С.Петербург, Из-во: "Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН", 1998. V.N.Abakumov, V.I.Perel, I.N.Yassievich, *Nonradiative Recombination in Semiconductors*, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, **33**, Eds. V.M.Agranovich and A.A.Maradudin, Amsterdam, North-Holland, 1991.
4. С.Д.Ганичев, И.Н.Яссиевич, В.Преттл[2], ФТТ **39**, 1905 (1997).
5. Л.П.Котова, А.М.Переломов, В.С.Попов, ЖЭТФ **54**, 1151 (1968).
6. В.С.Попов, А.В.Сергеев, ЖЭТФ **113**, 2047 (1998).

---

[2] W.Prettl.