Краткие сообщения по физике № 7 1983

К ТЕОРИИ ОМИЧЕСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В АЛМАЗЕ

В. А. Чуенков

УДК 537.311.33

Построена хорошо согласующаяся с экспериментом аналитическая теория омической подвижности электронов в алмазе.

В последние годы алмаз нашел широкое практическое применение в качестве материала детекторов ядерных излучений, термисторов и т.д. Одной из физических величин, характеризующих эффективность работы приборов, созданных на основе алмаза, является подвижность носителей тока. Температурная зависимость подвижности электронов в алмазе получена в /1/ путем численного решения кинетического уравнения методом Монте-Карло.

В настоящей работе получено достаточно простое аналитическое выражение для подвижности электронов в алмазе, позволяющее количественно объяснить все имеющиеся в литературе экспериментальные данные. При выводе этого выражения учтены особенности структуры зоны проводимости алмаза и разрешенные правилами отбора переходы электронов из одних состояний в другие в результате рассеяния на различного типа фононах.

Функция $\varepsilon(\vec{p})$, описывающая зависимость энергии электронов от импульса в зоне проводимости алмаза, имеет шесть экстремумов, расположенных на осях типа ⟨100⟩ на расстоянии $0{,}76p_{max}$ от центра зоны Бриллюэна (p_{max} – значение импульса, соответствующее границе зоны Бриллюэна в направлении осей ⟨100⟩). В окрестности каждой экстремальной точки, если поместить в эту точку начало отсчета импульса $\vec{p}$,

$$\varepsilon(\vec{p}) = \frac{p_\perp^2}{2m_\perp} + \frac{p_\parallel^2}{2m_\parallel}, \qquad (1)$$

где $p_{\parallel}$ – импульс в направлении оси <100>, $p_{\perp}$ – импульс в направлении, перпендикулярном оси <100>, $m_{\parallel}$ и $m_{\perp}$ – продольная и по- поперечная эффективные массы электрона. Окрестность каждого экстремума называют долиной. Переходы электронов из одних состояний в другие в окрестности одного и того же экстремума называют внутридолинными переходами (внутридолинное рассеяние), а переходы электронов из состояний в окрестности одного экстремума в состояния в окрестности другого экстремума называют междолинными переходами (междолинное рассеяние). В алмазе правила отбора запрещают внутридолинное рассеяние электронов на оптических фононах и разрешают внутридолинное рассеяние электронов на продольных и поперечных акустических фононах и два типа междолинного рассеяния: I) рассеяние электронов на продольных оптических фононах, приводящее к переходам между долинами, лежащими на одной оси типа <100> (g-рассеяние); 2) рассеяние электронов на продольных акустических и поперечных оптических фононах, приводящее к переходам между долинами, лежащими на разных осях типа <100> (f-рассеяние) /2/. Матричные элементы, характеризующие g-рассеяние и f-рассеяние, являются постоянными величинами (не зависят от импульса электрона). При $v_s/v_T \ll 1$, где v_s – скорость распространения звуковых волн в кристалле, v_T – средняя хаотическая скорость электронов, таким свойством обладает и матричный элемент, характеризующий внутридолинное рассеяние электронов на акустических фононах. В этом случае кинетическое уравнение для функции распределения электронов по состояниям допускает введение времени релаксации импульса электронов $\tau(\varepsilon) = \nu^{-1}(\varepsilon)$ (здесь $\nu(\varepsilon)$ – частота столкновений электронов). Для электронов в алмазе

$$\nu(\varepsilon) = \nu_{ac}(\varepsilon) + \nu_g(\varepsilon) + \nu_{f1}(\varepsilon) + \nu_{f2}(\varepsilon), \tag{2}$$

где /3/

$$\nu_{ac}(\varepsilon) = \frac{\sqrt{2}\Lambda^2 m^{3/2} T_0^{3/2}}{\pi \rho_0 \hbar^4 v_s^2} \left(\frac{\varepsilon}{T_0}\right)^{1/2} \tag{3}$$

– частота столкновений электронов с акустическими фононами (внутридолинное рассеяние); $\nu_g(\varepsilon)$ – частота столкновений, приводящих к g-переходам, а ν_{f1} и ν_{f2} – частоты столкновений соответственно с продольными акустическими и поперечными оптическими фононами, приводящих к f-переходам, причем ($j = g, f1, f2$) /3/

$$\nu_j(\varepsilon) = \frac{r_j D_j^2 m^{3/2}}{\sqrt{2}\pi\rho_0 \hbar^2 (\hbar\omega_j)^{1/2}} \times \qquad (4)$$

$$\times \left\{ N_j(\varepsilon/\hbar\omega_j + 1)^{1/2} + (N_j + 1)(\varepsilon/\hbar\omega_j - 1)^{1/2}\Theta(\varepsilon/\hbar\omega_j - 1) \right\}.$$

В (3), (4) приняты обозначения: Λ и D_j – константы деформационного потенциала (Λ имеет размерность энергии, D_j – энергии, деленной на длину; m – масса плотности состояний; ρ_0 – плотность; $\hbar$ – постоянная Планка; T_0 – температура решетки в энергетических единицах; $r_g = 1$, $r_{f1} = r_{f2} = 4$; ω_j – частоты фононов, взаимодействие с которыми приводит к междолинным переходам электронов;

$$\Theta(z) = \begin{cases} 0, & z < 0; \\ 1, & z > 0; \end{cases} \quad N_j = (e^{\hbar\omega_j/T_0} - 1)^{-1}; \qquad (5)$$

$$v_s = (v_{s\parallel} + 2v_{s\perp})/3, \qquad (6)$$

$v_{s\perp}$ и $v_{s\parallel}$ – скорости распространения поперечных и продольных звуковых волн в кристалле.

Принимая во внимание соотношения (2) и (4) и указанные выше особенности структуры зоны проводимости алмаза, получим для омической подвижности электронов выражение

$$\mu(T_0) = \mu_{ac}(T_0) \int_0^\infty x\Phi(x)e^{-x}dx. \qquad (7)$$

Здесь

$$\mu_{ac}(T_0) = \frac{2\sqrt{2\pi}}{9}\left(\frac{2}{m_\perp} + \frac{1}{m_\parallel}\right)\frac{e\rho_0\hbar^4 v_s^2}{m^{3/2}\Lambda^2 T_0^{3/2}} \qquad (8)$$

– подвижность электронов при внутридолинном рассеянии на акустических фононах,

$$\Phi(x) = x^{1/2}\left\{x^{1/2} + \sum_j \lambda_j(T_0)\left[N_j(x/x_j + 1)^{1/2} + (N_j + 1)\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times(x/x_j - 1)^{1/2}\theta(x/x_j - 1)\right]\right\}^{-1}, \quad x_j = \frac{\hbar\omega_j}{T_0}; \tag{9}$$

$$\lambda_j(T_0) = \frac{r_j}{2}\frac{D_j^2}{\Lambda^2}\frac{\hbar^2 v_s^2}{(\hbar\omega_j)^{1/2}T_0^{3/2}}. \tag{10}$$

Вместе с авторами работы /I/ будем предполагать: $\rho_0 = 3{,}51$ г·см$^{-3}$; $v_{s\parallel} = 1{,}821\cdot10^6$ см·с$^{-1}$; $v_{s\perp} = 1{,}23\cdot10^6$ см·с$^{-1}$; $m_\parallel = 1{,}4m_0$; $m_\perp = 0{,}36m_0$; $T_{f1} = 1560$ К; $T_{f2} = 1720$ К; $T_g = 1900$ К; $\Lambda = 8{,}7$ эВ; $D_g = D_{f1} = D_{f2} = 8\cdot10^8$ эВ·см$^{-1}$. Здесь m_0 –масса свободного электрона; T_j – температура, соответствующая энергии фонона $\hbar\omega_j$. Теоретические значения подвижности электронов в алмазе при разных температурах, вычисленные по формулам (7) – (I0),

Таблица I.

Подвижность электронов в алмазе при T_0 = 70 – 1000 К.

T_0	$\mu(T_0)$ см^2/В·с теория	$\mu(T_0)$ см^2/В·с эксперимент	$\mu_{ac}(T_0)$ см^2/В·с теория
70	$2{,}4\cdot10^4$	–	$2{,}4\cdot10^4$
85	$1{,}8\cdot10^4$	$1{,}9\cdot10^4$	$1{,}8\cdot10^4$
I20	$1{,}08\cdot10^4$	$1{,}1\cdot10^4$	$1{,}08\cdot10^4$
I50	$7{,}7\cdot10^3$	$8\cdot10^3$	$7{,}7\cdot10^3$
220	$4{,}3\cdot10^3$	$4{,}4\cdot10^3$	$4{,}3\cdot10^3$
300	$2{,}5\cdot10^3$	$2{,}5\cdot10^3$	$2{,}7\cdot10^3$
400	$1{,}4\cdot10^3$	$1{,}4\cdot10^3$	$1{,}77\cdot10^3$
500	840	760	$1{,}27\cdot10^3$
600	550	5I5	960
700	380	350	760
I000	I70	–	450

и экспериментальные значения, полученные в /I/, приведены соответственно во втором и третьем столбцах табл. I. В последнем столбце табл. I для сравнения приведены значения подвижности электронов, вычисленные по формуле (8), т.е. при условии, что электроны испытывают лишь внутридолинное рассеяние на акустических фононах, а междолинное рассеяние пренебрежимо мало.

Из табл. I следует, что предложенная нами аналитическая теория омической подвижности электронов в алмазе хорошо согласуется с экспериментом (расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями подвижности электронов не превышает I0%).

Из табл. I следует также, что при построении теории омической подвижности и других кинетических явлений в электронном алмазе при $T_0 > 300$ К наряду с внутридолинным рассеянием электронов на акустических фононах необходимо учитывать междолинное рассеяние на фононах, причем из двух учтенных в теории видов междолинного рассеяния на фононах преобладающим является f-рассеяние, поскольку $\lambda_g \approx 0,1(\lambda_{f1} + \lambda_{f2})$. Теория омической подвижности дырок в алмазе будет изложена в следующей статье.

Поступила в редакцию
I6 февраля I983 г.

Л и т е р а т у р а

1. F. Nava, C. Canali et al., Solid State Comm., 33, 475 (1980).
2. H. W. Streitwolf, Phys. Status Solidi, 37, K47 (1970).
3. Э. Конуэлл, Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, "Мир", М., I970 г.