

Использование квазиупругого и неупругого приближений для описания динамики носителей заряда в алмазе

© Ю.М. Белоусов, В.Р. Соловьев, И.В. Черноусов[¶]

Московский физико-технический институт,
141700 Долгопрудный, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Проведены численные оценки различий квазиупругого и неупругого приближений для расчета подвижности носителей заряда в алмазе в пространственно однородном и одномерном случаях. Результаты для стационарной подвижности в квазиупругом и неупругом приближениях в пространственно однородном случае различаются примерно в 6 раз при 20 К. В одномерном случае при постоянном источнике частиц, расположенном в глубине образца, результаты для подвижности тяжелых дырок в квазиупругом и неупругом приближениях практически совпадают. В случае начальной функции распределения, расположенной на границе образца, зависимость подвижности от времени в квазиупругом и неупругом приближениях получается существенно различной. Полученные результаты важны для интерпретации электрофизических экспериментов в алмазе.

1. Введение

Эксперименты, проведенные мюонным методом исследования вещества в алмазе [1,2], позволили предположить, что при достаточно низких температурах для носителей заряда в кристалле алмаза может наблюдаться абсолютная отрицательная проводимость (АОП). Это явление характеризуется отрицательным полным током в исследуемом образце при положительном приложенном напряжении. Ранее оно было предсказано для благородных газов с примесью галогенов [3–7] и полупроводниковых систем [8], а также экспериментально исследовано [9–11].

Изначально для исследования АОП в алмазе кинетика носителей моделировалась в квазиупругом приближении [12,13]. В этом приближении была получена область энергий, при которой носители обладают отрицательной подвижностью. Учет неупругости рассеяния носителей на акустических фононах привел к совершенно иным результатам [14,15]: оказалось, что создать функцию распределения носителей с интегральной отрицательной подвижностью нельзя. Следующим шагом стал учет одной пространственной координаты (до этого моделировался пространственно однородный случай). Физически такая модель отвечает узкой алмазной пленке и хорошо описывает классические детекторы ионизирующего излучения на основе алмаза [16,17]. В этой постановке также не удалось получить АОП, однако созданная модель и численные программы моделирования кинетики носителей в такой системе позволяют лучше понять особенности кинетических процессов в алмазе.

2. Постановка задачи

2.1. Физическая модель

Рассмотрим простейшую модель детектора ионизирующего излучения (рис. 1). Детектор имеет вид алмаз-

ной плоскопараллельной пластины, на гранях которой находятся электроды, подсоединенные к источнику эдс. Во внешнюю цепь включен амперметр, измеряющий ток. Размеры пластины много больше расстояния между обкладками (на рисунке не показано).

При пролете высокоэнергетичной частицы через объем пластины происходит рождение неравновесных электронно-дырочных пар и ионизация примесей. Нерав-

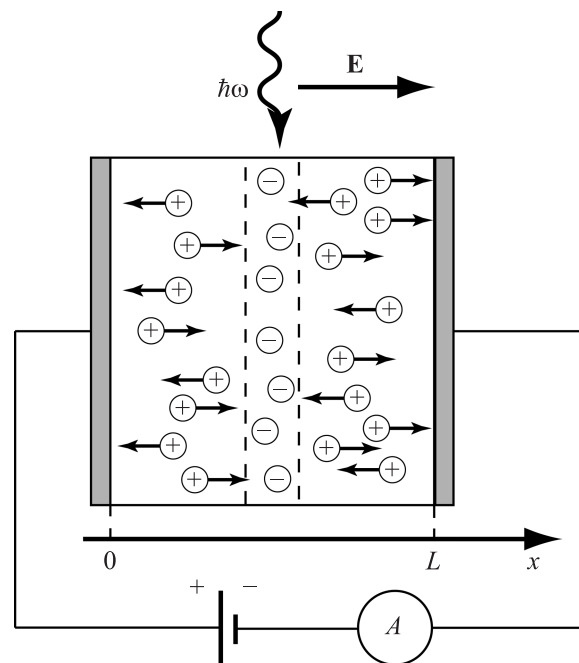


Рис. 1. Модель детектора на основе алмаза. На гранях плоскопараллельной алмазной пластины находятся металлические обкладки, соединенные с источником эдс и амперметром. Толщина пластины L много меньше размеров ее граней. Лазерное излучение ($\hbar\omega$) ионизует акцепторные примеси в области пластины между штриховыми линиями. Неравновесные дырки дрейфуют в объеме пластины, наводя во внешней цепи электрический ток, регистрируемый амперметром.

[¶] E-mail: ichernousov@inbox.ru

новесные носители также могут создаваться с помощью лазерного излучения с энергией фотонов, достаточной для ионизации примесей. Для определенности в дальнейшем будем считать, что алмаз допирован атомами бора (акцептор, энергия связи дырки 0.37 эВ) и что неравновесные носители порождаются в определенном слое пластины лазерным излучением, ионизирующим эти примеси. Таким образом, лазерное излучение создает слой неподвижных отрицательно заряженных атомов бора и облако положительных дырок. Контакт электрод–алмаз может иметь различные свойства. Далее будем рассматривать случай полностью прозрачных контактов для нахождения почти стационарной подвижности и случай полностью отражающего левого контакта и полностью пропускаемого правого контакта для нахождения подвижности в постановке задачи time-of-flight. Движущиеся в объеме образца заряды наводят во внешней цепи электрический ток (теорема Рамо–Шокли). По виду зависимости тока от времени, а также по прошедшему во внешней цепи заряду можно определить параметры начальной неравновесной функции распределения носителей в пластине, а значит, и характеристики ионизирующего излучения.

Концентрация ловушек предполагается постоянной и не зависящей от того, сколько носителей захватилось на них к данному моменту времени.

2.2. Математическая модель

2.2.1. Кинетическое уравнение Больцмана. Для моделирования применяется кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения (ф.р.) носителей заряда в фазовом пространстве:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e \mathbf{E}}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} = J_{\text{st}}\{f\} + q(\varepsilon) - \frac{f}{\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)},$$

$$f \equiv f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t), \quad (1)$$

где e — заряд носителя, \hbar — постоянная Планка, \mathbf{E} — электрическое поле, \mathbf{k} — волновой вектор носителя, $J_{\text{st}}\{f\}$ — интеграл столкновений носителей с акустическими фононами, $q(\varepsilon)$ — плотность источников носителей с энергией ε , $\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)$ — время захвата носителей с энергией $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$, m — эффективная масса носителей. В расчетах учитывается только один тип носителей — тяжелые дырки. Их эффективная масса равна $m \approx 1.1m_e$ [18], где m_e — масса электрона.

Считается, что ф.р. может меняться только вдоль одной пространственной оси x , направленной перпендикулярно обкладкам пластины, вдоль других осей ф.р. не меняется. В предположении малости толщины алмазной пластины по сравнению с размерами ее граней это приближение разумно для моделирования рассматриваемого детектора. В этом случае (1) переписывается в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\hbar k_x}{m} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e E}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial k} = J_{\text{st}}\{f\} + q(\varepsilon) - \frac{f}{\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)},$$

$$f \equiv f(x, \mathbf{k}, t). \quad (2)$$

2.2.2. Двухмоментное приближение. В случае слабых полей можно использовать двухмоментное приближение [19], что соответствует первым двум членам разложения по полиномам Лежандра. В этом случае ф.р. $f(x, \mathbf{k}, t)$ представляется в виде

$$f(x, \mathbf{k}, t) = f_0(x, \varepsilon, t) + \mathbf{e} \mathbf{k} \frac{\hbar}{m} \varphi(x, \varepsilon, t), \quad (3)$$

где \mathbf{e} — единичный вектор в направлении оси x , вдоль него же направлено электрическое поле от внешнего источника; $f_0(x, \varepsilon, t)$ — сферически симметричная часть ф.р., а $\varphi(x, \varepsilon, t)$ — дипольная часть ф.р.; полиномы Лежандра $P_0(\cos \theta) = 1$, $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$, где θ — угол между векторами \mathbf{e} и \mathbf{k} , присутствуют в виде множителей в первом и втором слагаемых.

Сферически симметричная часть ф.р. нормируется на плотность носителей заряда,

$$n_p(x, t) = \int f(x, \mathbf{k}, t) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = C_f \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f_0(x, \varepsilon, t) d\varepsilon, \quad (4)$$

а дипольная часть ф.р. определяет плотность потока носителей,

$$J_p(x, t) = \int \frac{\hbar k_x}{m} f(x, \mathbf{k}, t) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}$$

$$= C_f \frac{2}{3m} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \varphi(x, \varepsilon, t) d\varepsilon. \quad (5)$$

Здесь

$$C_f = \frac{1}{4\pi^2} \frac{(2m)^{3/2}}{\hbar^3} \quad (6)$$

— размерная постоянная, появляющаяся при замене переменной интегрирования \mathbf{k} на ε .

Подстановка разложения (3) в уравнение (2) преобразует последнее в систему уравнений для функций f_0 и φ . Для малого электрического поля E можно пренебречь членами уравнения, пропорциональными E^2 , тогда из (2) после несложных преобразований и группировки членов с одинаковыми типами симметрии получим систему

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{2\varepsilon}{3m} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{2eE}{3m\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon^{3/2} \varphi)$$

$$= J_{\text{st}}\{f_0\} + q(\varepsilon) - \frac{f_0}{\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial f_0}{\partial x} + eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = J_{\text{st}}\{\varphi\} - \frac{\varphi}{\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)}. \quad (7)$$

Для удобства в полученной системе перейдем к безразмерным величинам. Для этого сделаем замену:

$$x = \frac{x}{L}, \quad t = \frac{t}{\tau_0}, \quad \varepsilon = \frac{2\varepsilon}{ms^2},$$

$$E = \frac{E}{E_m}, \quad \varphi(\varepsilon, x, t) = s\varphi(\varepsilon, x, t), \quad (8)$$

где τ_0 — характерное время взаимодействия носителей с фононами, $\tau_0 = \pi \hbar^4 \rho / 2 \Xi^2 m^3 s$, s — скорость звука в кристалле, $\Xi \approx 5.5$ эВ — постоянная деформационного потенциала [18], ρ — плотность кристалла, $E_m = \varepsilon_0 / eL$ —

величина масштабирующего поля, ε_0 — характерная начальная энергия носителей, рожденных внешним источником. Функция f_0 исходно безразмерная, и потому нами не заменяется.

В безразмерных переменных и функциях система (7) преобразуется к виду

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \Pi_L \frac{\varepsilon}{3} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{3} \Pi_L \Pi_\varepsilon \frac{E}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon^{3/2} \varphi) = J_{st}\{f_0\} + q(\varepsilon) - \frac{f_0}{\tau_{rec}(\varepsilon)}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \Pi_L \frac{\partial f_0}{\partial x} + \Pi_L \Pi_\varepsilon E \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = J_{st}\{\varphi\} - \frac{\varphi}{\tau_{rec}(\varepsilon)}, \quad (10)$$

где $\Pi_L = \tau_0 s / L$ — отношение характерной длины потери энергии в столкновениях с фононами к расстоянию между электродами, $\Pi_\varepsilon = 2\varepsilon_0 / ms^2$ — отношение начальной энергии носителя к характерной величине потери энергии носителем при рассеянии на акустическом фоне.

2.2.3. Интеграл столкновений. При сравнительно низких температурах ($T < 300$ К) основным механизмом рассеяния носителей заряда в чистых образцах алмаза является рассеяние на акустических фононах. Рассмотрение этого процесса в приближении деформационного потенциала и изотропной энергетической поверхности проведено в [14], где показано, как оно позволяет свести интегралы столкновений на акустических фононах для симметричной и дипольной частей ф.р. к одним функциям энергии. В наших обозначениях в безразмерных переменных и функциях полученные в [14] интегралы столкновений имеют вид

$$J_{st}\{f_0(\varepsilon, x, t)\} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \int_{1-\sqrt{\varepsilon}}^{1+\sqrt{\varepsilon}} \text{sign}(q) \{f_0(\varepsilon + 4q, x, t)(\bar{n}_q + 1) - f_0(\varepsilon, x, t)\bar{n}_q\} q^2 dq, \quad (11)$$

$$J_{st}\{\varphi(\varepsilon, x, t)\} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \int_{1-\sqrt{\varepsilon}}^{1+\sqrt{\varepsilon}} \text{sign}(q) \left\{ \varphi(\varepsilon + 4q, x, t) \times \left[1 - \frac{2}{\varepsilon} (q^2 - q) \right] (\bar{n}_q + 1) - \varphi(\varepsilon, x, t)\bar{n}_q \right\} q^2 dq, \quad (12)$$

где $\bar{n}_q = \frac{1}{\exp(4q/T) - 1}$.

Для определения $\tau_{rec}(x)$ в качестве механизма захвата рассмотрим захват на заряженные примеси [20,21], который был использован для расчетов в [14,15]. В этом случае захват на притягивающий центр с образованием долгоживущего связанного состояния, согласно разработанной в [20,21] и смежных работах теории, происходит в два этапа. Первым этапом является собственно захват свободного носителя в связанное состояние с испусканием акустического фонона. Вторым — диффузия захваченной частицы в пространстве энергий, завершающаяся

либо образованием устойчивого связанного состояния, либо переходом этой частицы вновь в свободное состояние. В случае кулоновского потенциала взаимодействия дифференциальное сечение элементарного акта захвата носителя с излучением фонона в квазиклассическом приближении получено в [20]. Формула для полного сечения захвата носителя с определенной энергией получена в [14].

2.3. Метод решения

Введем величину безразмерного потока носителей заряда с данной энергией (ср. с (5)):

$$\Phi(x, \varepsilon) = \varepsilon^{3/2} \varphi(x, \varepsilon). \quad (13)$$

Тогда (9), (10) преобразуются к виду

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + c_1(\varepsilon) \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_\omega = J_{st}\{f_0\} + q(\varepsilon) - \frac{f_0}{\tau_{rec}(\varepsilon)},$$

$$c_1(\varepsilon) = \frac{\Pi_L}{3\sqrt{\varepsilon}}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + c_2(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial x} \Big|_\omega = J_{st}\{\Phi\} - \frac{\Phi}{\tau_{rec}(\varepsilon)},$$

$$c_2(\varepsilon) = \Pi_L \varepsilon^{3/2}, \quad (15)$$

причем

$$J_{st}\{\Phi(\varepsilon, x, t)\} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon}} \times \int_{1-\sqrt{\varepsilon}}^{1+\sqrt{\varepsilon}} \text{sign}(q) \left\{ \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 4q} \right]^{3/2} \Phi(\varepsilon + 4q, x, t) \times \left[1 - \frac{2}{\varepsilon} (q^2 - q) \right] (\bar{n}_q + 1) - \Phi(\varepsilon, x, t)\bar{n}_q \right\} q^2 dq, \quad (16)$$

а

$$\frac{\partial}{\partial x} \Big|_\omega = \frac{\partial}{\partial x} + \Pi_\varepsilon E \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \quad (17)$$

есть производная вдоль кривой (характеристики), заданной уравнением

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \Pi_\varepsilon E. \quad (18)$$

Система уравнений (14), (15) дополняется граничными условиями на концах характеристик (18). На обкладках алмазной пластины ставятся условия типа условий Маршака [22]:

$$\varphi(0, \varepsilon, t) = \frac{3}{2} (1 - r_0) \varepsilon f_0(0, \varepsilon, t),$$

$$\varphi(1, \varepsilon, t) = \frac{3}{2} (1 - r_1) \varepsilon f_0(1, \varepsilon, t). \quad (19)$$

Если носитель теряет свою кинетическую энергию до того, как достиг электрода, и характеристика заканчивается при $\varepsilon = 0$, то граничным условием на конце характеристики будет

$$\varepsilon = 0, \quad \Phi(x, 0) = 0. \quad (20)$$

При $\varepsilon \rightarrow \infty$ $f_0 = 0$.

Начальные условия задаются так, что дипольная часть функции распределения тождественно равна нулю. Симметричная часть либо отлична от нуля и описывает исходное распределение плотности носителей заряда в пластине, либо равна нулю, но при этом имеется постоянный источник носителей, порождающий только симметричную часть (т.е. изначально скорости порождаемых носителей распределены изотропно).

Полученная система уравнений является гиперболической. Для нахождения численного решения необходимо представить ее в характеристическом виде. После умножения уравнения (14) на $\sqrt{c_2(\varepsilon)}$, уравнения (15) на $\sqrt{c_1(\varepsilon)}$ и дальнейшего последовательного сложения и вычитания полученных уравнений рассматриваемая система уравнений преобразуется к характеристическому виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q^+}{\partial t} + \sqrt{c_1(\varepsilon)c_2(\varepsilon)} \frac{\partial Q^+}{\partial x} \Big|_{\omega} = P_0^+(\varepsilon, x, t) \\ + \frac{\Pi_\varepsilon E \sqrt{c_1 c_2}}{4\varepsilon} (Q^+ + 2Q^-), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q^-}{\partial t} - \sqrt{c_1(\varepsilon)c_2(\varepsilon)} \frac{\partial Q^-}{\partial x} \Big|_{\omega} \\ = P_0^-(\varepsilon, x, t) - \frac{\Pi_\varepsilon E \sqrt{c_1 c_2}}{4\varepsilon} (Q^- + 2Q^+), \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$Q^+(\varepsilon, x, t) = \sqrt{c_2(\varepsilon)} f_0(\varepsilon, x, t) + \sqrt{c_1(\varepsilon)} \Phi(\varepsilon, x, t), \quad (23)$$

$$Q^-(\varepsilon, x, t) = \sqrt{c_2(\varepsilon)} f_0(\varepsilon, x, t) - \sqrt{c_1(\varepsilon)} \Phi(\varepsilon, x, t), \quad (24)$$

$$\begin{aligned} P_0^+(\varepsilon, x, t) = \sqrt{c_2(\varepsilon)} J_{st}\{f_0\} + \sqrt{c_1(\varepsilon)} J_{st}\{\Phi\} \\ + \sqrt{c_2(\varepsilon)} q(\varepsilon) - \frac{Q^+(\varepsilon, x, t)}{\tau_{rec}(\varepsilon)}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} P_0^-(\varepsilon, x, t) = \sqrt{c_2(\varepsilon)} J_{st}\{f_0\} - \sqrt{c_1(\varepsilon)} J_{st}\{\Phi\} \\ + \sqrt{c_2(\varepsilon)} q(\varepsilon) - \frac{Q^-(\varepsilon, x, t)}{\tau_{rec}(\varepsilon)}. \end{aligned} \quad (26)$$

Для решения характеристической системы уравнений была создана программа ее численного интегрирования по неявной схеме на верхнем временном слое методом циклической прогонки.

3. Результаты моделирования

Для расчета почти равновесной подвижности (μ) выбирались следующие параметры задачи: напряженность электрического поля равна 3.1 В/см, толщина образца 4.4 мкм; постоянный источник генерирует частицы с двумерным гауссовым распределением по энергии и координате,

$$q(x, \varepsilon) = \frac{1}{\pi \Delta \varepsilon \Delta x} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{\Delta x^2} - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\Delta \varepsilon^2} \right],$$

где

$$\varepsilon_0 = 35(ms^2/2), \quad \Delta \varepsilon = 4(ms^2/2), \quad x_0 = L/2, \quad \Delta x = L/10.$$

Для пространственно однородного случая расчет велся способом, описанным в [15]. Интеграл столкновений для квазиупругого одномерного приближения брался из [15]. Полученные зависимости представлены на рис. 2.

Видно, что результаты для стационарной подвижности в квазиупругом и неупругом приближениях практически совпадают. Для упругого и неупругого приближений в пространственно однородном случае результаты при низких температурах различаются в несколько раз (см. также [15]).

В одномерном неупругом приближении также получена зависимость стационарной подвижности носителей от концентрации ионизованных примесей (n_{imp}) при фиксированной температуре. Приведем результат для 50 К (рис. 3). Видно, что до концентраций порядка $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ заряженные примеси практически не влияют на подвижность, в то время как в диапазоне концентраций $10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ подвижность падает примерно в 3 раза. С дальнейшим увеличением концентрации уменьшение подвижности замедляется.

Совпадение почти равновесных подвижностей для упругого и неупругого приближений в пространственно неоднородном случае, по-видимому, достигается за счет наличия симметричного относительно центра образца

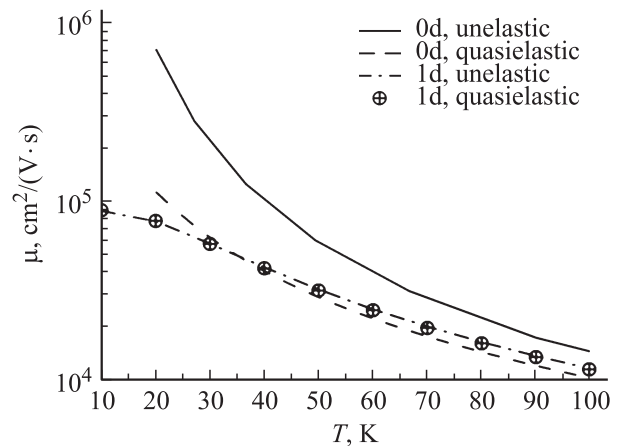


Рис. 2. Зависимости почти равновесной подвижности тяжелых дырок в алмазе от температуры в пространственно однородном (0d) и одномерном (1d) приближениях.

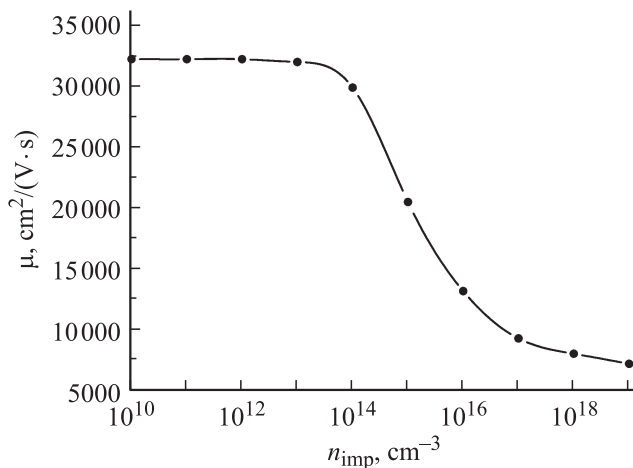


Рис. 3. Зависимость стационарной подвижности тяжелых дырок от концентрации заряженных ловушек при 50 К.

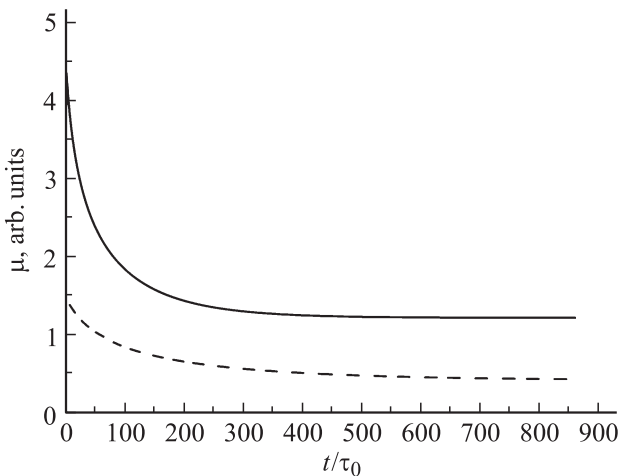


Рис. 4. Зависимость подвижности от времени t при эволюции начальной функции распределения, сосредоточенной около левой пластины образца, в упругом (сплошная линия) и неупругом (штриховая) приближениях.

источника частиц и, как следствие, почти симметричной по координате ф.р. В результате этой симметрии особенности в дипольной части ф.р., расположенные симметрично относительно центра образца, компенсируют друг друга и большого различия квазиупругого и неупругого приближений не наблюдается.

Другой результат получается для случая эволюции начальной ф.р. носителей, сосредоточенной вблизи непрозрачной границы образца (модель эксперимента time-of-flight). В этом случае задача сильно анизотропна, и мгновенные значения подвижности в разных приближениях будут давать разные результаты. Начальная ф.р. имеет вид

$$f_0(x, \varepsilon) \propto \exp\left[-\frac{x^2}{\Delta x^2} - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\Delta \varepsilon^2}\right],$$

$$\varepsilon_0 = 35(ms^2/2), \quad \Delta \varepsilon = 16(ms^2/2), \quad \Delta x = L/5.$$

Электрическое поле равно 0.31 В/см. Температура кристалла 70 К. Начальное распределение быстро релаксирует по энергии и затем медленно дрейфует в электрическом поле к правому контакту пластины. Видно, что стационарные значения, на которые выходят кривые подвижности по мере движения внутри пластины (правый контакт еще не достигнут), различаются более чем в 2 раза (см. рис 4).

Ни в какой из этих постановок задачи не наблюдался отрицательный ток, т. е. явление АОП получено не было.

4. Заключение

В работе проведены расчеты почти равновесной подвижности в алмазе в пространственно однородном и одномерном случаях, при квазиупругом и неупругом интеграле столкновений. Показано, что в случае стационарного источника частиц, расположенного в глубине образца (модель пластины алмаза, неоднородно по глубине допированной примесью бора), результаты для стационарной подвижности в квазиупругом и неупругом приближениях, в отличие от пространственно однородного случая, практически совпадают. В случае же начальной ф.р., расположенной на границе образца (модель эксперимента time-of-flight), зависимость тока от времени в квазиупругом и неупругом приближениях получается существенно различной. Таким образом, можно констатировать, что совпадение результатов моделирования достигается за счет наличия почти симметричной ф.р. в образце. При сильной анизотропии задачи (как в экспериментах time-of-flight) сильная неупругость рассеяния носителей на акустических фононах значительно сказывается на результате.

АОП ни в каких из модельных экспериментов получена не была.

Была получена зависимость почти равновесной подвижности концентрации ионизованных примесей при фиксированной температуре. Оказалось, что при 50 К концентрации примесей ниже 10^{13} см^{-3} практически не сказываются на подвижности носителей.

Полученные результаты позволяют оценить точность различных приближений, используемых при моделировании кинетических процессов в алмазе, в различных постановках эксперимента. Это важно как для уточнения параметров носителей заряда в алмазе по экспериментальным данным, так и для интерпретации экспериментов, связанных с использованием детекторов излучения на основе алмаза.

Список литературы

- [1] T.N. Mamedov, A.G. Dutov, D. Herlach et al. JINR Preprint. P14-2004-104 (Dubna, 2004).
- [2] T.N. Mamedov, D. Anreika, A.S. Baturin, D. Herlach, V.N. Gorelkin, K.I. Gritsaj, V.G. Ralchenko, A.V. Stoykov, V.A. Zhukov, U. Zimmermann. Physica B, **374–375**, 390 (2006).

- [3] А.В. Рохленко. ЖЭТФ, **75**, 1315 (1978).
- [4] S. Shizgal, D.R.A. Mahon. Phys. Rev. A., **32**, 3669 (1985).
- [5] J.M. Warman, U. Sowada, P. De Haas Phys. Rev. A, **31**, 1974 (1985).
- [6] N.A. Dyatko, M. Capitelly, S. Longo, A.P. Napartovich. Plasma Phys. Rep., **24**, 691 (1998).
- [7] N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, A.P. Napartovich. JETP Lett., **13**, 1457 (1987).
- [8] В.Ф. Елесин. УФН, **175**, 197 (2005).
- [9] А.С. Александров, Ю.А. Быковский, В.Ф. Елесин, Е.А. Протасов, А.Г. Родионов. Письма ЖЭТФ, **12**, 57 (1970) [JETP Lett., **12**, 41 (1970)].
- [10] А.С. Александров, Ю.А. Быковский, В.Ф. Елесин, Е.А. Протасов, А.Г. Родионов. ЖЭТФ, **64**, 231 (1973) [JETP, **37** (1), 120 (1973)].
- [11] А.С. Александров и др. ФТТ, **19** (6), 231 (1977).
- [12] A.S. Baturin, V.N. Gorelkin, V.S. Rastunkov, V.R. Soloviev. Physica B, **374**, 340 (2006).
- [13] A.S. Baturin, Yu.M. Belousov, V.N. Gorelkin, V.P. Krainov, V.S. Rastunkov. JETP, **104** (1), 139 (2007).
- [14] А.С. Батурич, В.Н. Горелкин, В.Р. Соловьев, И.В. Черноусов. Физика плазмы, **34**, 431 (2008).
- [15] А.С. Батурич, В.Н. Горелкин, В.Р. Соловьев, И.В. Черноусов. ФТП, **44** (7), 897 (2010).
- [16] R.J. Tapper. Rep. Progr. Phys., **63**, 1273 (2000).
- [17] H. Kagan. Nucl. Instr. Meth. A., **541**, 221 (2005).
- [18] L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, S.F. Kozlov. Sol. St. Commun., **30**, 333 (1979).
- [19] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика*, 2-е изд. (М., Физматлит, 2002) с. 123, 401.
- [20] M. Lax. Phys. Rev., **119**, 1502 (1960).
- [21] В.Н. Абакумов, И.Н. Ясневич. ЖЭТФ, **71**, 657 (1976).
- [22] R.E. Marshak. Phys. Rev., **71**, 443 (1947).

Редактор Л.В. Шаронова

Quasi-elastic and non-elastic approximations for charge carriers dynamics description in diamond

Yu.M. Belousov, V.R. Soloviev, I.V. Chernousov

Moscow Institute of Physics and Technology,
141700 Dolgoprudny, Russia

Abstract In this work numerical estimates of discrepancies between quasi-elastic and non-elastic approaches in spatially uniform and one-dimensional cases for mobility calculations in diamond are carried out. In the spatially uniform case at 20 K the approaches give mobilities approximately 6 time different. In the case of stationary source of carriers situated far from edges the results on mobilities in quasi-elastic and non-elastic approaches are approximately the same. In the case of initial distribution function situated at the edge of the specimen different approaches again give considerably different results. The results obtained are important for the treatment of electrical experiments in monocrystalline diamonds.