Использование теории переходных процессов в высокоомных полупроводниках для определения структуры холодной Вселенной

© Б.И. Фукс¶

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук,
125009 Москва, Россия

(Получена 11 ноября 2008 г. Принята к печати 17 ноября 2008 г.)

Рассматривается задача определения интенсивности и спектра слабого космического инфракрасного излучения на основании переходного фотоотклика примесного фотопроводника. Решение этой задачи позволяет повысить точность наших знаний о строении и развитии Вселенной.

PACS: 72.40.+w, 84.32.Ff, 85.60.Dw, 85.60.Gz, 98.80.Es

1. Введение

Для получения точных карт холодной Вселенной, необходимых для определения ее строения и развития, был и будет запущен ряд спутников с примесными кремниевыми и германиевыми фотопроводниками в качестве инфракрасных (ИК) детекторов диапазона 5–200 мкм (перечень осуществленных и планируемых запусков и состав их аппаратуры можно найти, например, в [1]). Однако получение таких карт оказалось очень сложной задачей, поскольку излучение холодной Вселенной очень слабое: оно доходит до 10^6 квант/см^{2}с. В результате переходные процессы в фотопроводниках оказываются очень длинными с временами релаксации до 1000 с и более. При этом детекторы подвергаются частым воздействиям высокоэнергетических частиц, создающих очень большие импульсы тока, сильно влияющие на его последующую релаксацию. Все это приводит к низкой точности определения характеристик изучаемых космических объектов. Попытки улучшить точность с помощью различных методов математической обработки сигналов не дали существенных результатов [2], поскольку ток фотопроводника зависит не только от величины излучения, падающего на него в данный момент, но и от всего излучения, падавшего в течение длительного (порядка времени релаксации) предшествующего промежутка времени. Поэтому сигнал детектора от одного и того же объекта сильно отличается при разных измерениях.

Однако обработка сигналов, основанная на описании физической картины процессов, протекающих в фотопроводниках в нестационарных условиях, предложенная в работах Суриса и Фукса [3–5], позволяет добиться существенного улучшения точности [2,6]. Причем успех такой обработки оказывается тем больше, чем лучше качество детекторов [7]. Низкофоновые детекторы — очень чувствительные приборы. Поэтому их работа зависит от очень большого числа внешних факторов. Учесть все эти факторы невозможно даже при использовании самых мощных компьютеров [7,8]. Им не хватает многих порядков быстродействия и памяти для решения подобных задач. Физический подход позволяет пренебрегать большинством таких факторов, влияние которых является несущественным в пределах требуемой точности. Этот подход позволяет вывести относительно простое и достаточно точное описание работы данных детекторов [6,7]. Далее приведено рассмотрение этой физической картины, показаны природа возникающих проблем, условия и способы их решения.

2. Вывод основных уравнений

Для описания процессов в примесных фотопроводниках мы используем стандартные уравнения непрерывности, Пуассона, перезарядки ловушек для полупроводника, скажем, p-типа (см. [4]):

$$j(t) = e\mu p(x,t)E(x,t) + \frac{\kappa}{4\pi}\frac{\partial E(x,t)}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\kappa} N\big(f(x,t) - f_0\big), \tag{2}$$

$$N\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} = \frac{p(x,t)}{\tau} - G(t), \tag{3}$$

с граничным условием на контакте, инжектирующем дырки в фотопроводник (при $x = 0$) (см. [5])

$$p(0,t) = p(0,0)\exp[\Delta\tilde{E}(0,t)/E_j] \tag{4}$$

и условием сохранения напряжения V_0, приложенного к образцу длины l,

$$\int_0^l dx\, E(x,t) = V_0 = E_0 l. \tag{5}$$

Здесь $E(x,t)$, $p(x,t)$, $f(x,t)$ — распределения поля, концентрации дырок, степени заполнения ловушек при $0 \le x \le l$ в момент t, отсчитываемый от произвольного момента, обозначаемого как 0, κ — диэлектрическая постоянная, μ — подвижность дырок, τ — время их захвата на ловушки, $G(t)$ — интенсивность генерации дырок с ловушек, пропорциональная падающему ИК излучению, $\Delta\tilde{E}(0,t) = E(0,t) - E(0,0)$, $E_f = T/eL$ — характеристика инжекционных свойств контакта, имеющая

¶ E-mail: bfouks@orc.ru

размерность электрического поля [5], T — температура в энергетических единицах, L — толщина области пространственного заряда инжектирующего контакта. Из уравнений (1)–(4) следует уравнение для электрического поля

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x \partial t} = \frac{4\pi}{\kappa}\left[\frac{j(t) - \frac{\kappa}{4\pi}\frac{\partial E(x,t)}{\partial t}}{\tau \mu E(x,t)} - eG(t)\right] \qquad (6)$$

и служащее граничным условием к нему выражение для плотности полного тока $j(t)$ через поле вблизи инжектирующего контакта

$$j(t) = e\mu E(0,t)p(0,0)\exp\left[\Delta\tilde{E}(0,t)/E_j\right] + \frac{\kappa}{4\pi}\frac{\partial E(0,t)}{\partial t}. \qquad (7)$$

Далее мы решаем уравнение (5)–(7) при выполнении условия

$$\frac{E_j}{E_0} \ll 1. \qquad (8)$$

Так как космические ИК детекторы работают при гелиевых температурах, в них $E_j \approx 10$ В/см или даже меньше. Поэтому в фотопроводниках типа Si:Ga, где $E_0 \approx 10^3$ В/см, условие (8) выполняется с большим запасом.

При выполнении условия (8) $\Delta E(x,t)/E_0 \ll 1$, если $E_j \ln(G_{\max}/G_{\min}) \ll E_0$, т.е. если изменения облучения не слишком велики. В этом случае, пренебрегая поправками высших порядков, из уравнений (6), (7) и (5) получаем соответственно

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x \partial t} = \frac{4\pi}{\kappa}\left[\frac{J(t) - \frac{\kappa A}{4\pi}\frac{\partial E(x,t)}{\partial t}}{\tau v A} - eG(t)\right], \qquad (9)$$

$$J(t) = evp(0,0)A\exp\left(\frac{\Delta\tilde{E}(0,t)}{E_j}\right) + \frac{\kappa A}{4\pi}\frac{\partial \Delta E(0,t)}{\partial t}, \qquad (10)$$

$$\int_0^l dx\, \Delta E(x,t) = 0, \qquad (11)$$

где $J(t) = Aj(t)$ — полный ток через фотопроводник, A — площадь его поперечного сечения, $\Delta E(x,t) = E(x,t) - E_0$, $\mu E_0 = v$ — дрейфовая скорость дырок.

Далее определим, как ток фотопроводника, соответствующий данной интенсивности его облучения в стационарных условиях, $J^{\infty}(t) = e\tau vAG(t)$ выражается через измеряемый ток $J(t)$. Уравнение (9) перепишем в виде

$$\tau v\frac{\partial^2 \Delta E(x,t)}{\partial x \partial t} + \frac{\partial \Delta E(x,t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{\kappa A}[J(t) - J^{\infty}(t)]. \qquad (12)$$

Решение уравнения (12), удовлетворяющее (11), имеет вид

$$\frac{\partial \Delta E(x,t)}{\partial t} = \frac{4\pi[J(t) - J^{\infty}(t)]}{\kappa A} \times\left[1 - \frac{l/\tau v}{1 - \exp(-l/\tau v)}\exp(-x/\tau v)\right]. \qquad (13)$$

Из уравнения (13) при $x = 0$, введя обозначения $g = \tau v/l$, $\beta = 1 - g(1 - e^{-1/g})$, имеем

$$\frac{\partial E(0,t)}{\partial t} = -\frac{4\pi}{\kappa A}\frac{\beta}{1-\beta}[J(t) - J^{\infty}(t)]. \qquad (14)$$

Уравнение (10) с учетом (14) и того, что $evp(0,0)A = J(0) - \frac{\kappa A}{4\pi}\frac{\partial \Delta E(0,0)}{\partial t}$, перепишем в виде

$$J(t) - \beta J^{\infty}(t) = \big(J(0) - \beta J^{\infty}(0)\big)\exp[\Delta\tilde{E}(0,t)/E_j]. \qquad (15)$$

Решив уравнения (14), (15), получаем общее выражение для тока фотопроводника при произвольной генерации, зависящее от произвольного параметра — начального тока $J(0)$,

$$J(t) = \beta J^{\infty}(t) + \left[\frac{\exp\left[-\frac{4\pi\beta}{\kappa A E_j}\int_0^t dt' J^{\infty}(t')\right]}{J(0) - \beta J^{\infty}(0)} + \frac{4\pi\beta}{\kappa A E_j(1-\beta)}\int_0^t dt' \exp\left[-\frac{4\pi\beta}{\kappa A E_j}\int_{t'}^t dt'' J^{\infty}(t'')\right]\right]^{-1}. \qquad (16)$$

В частном случае, когда генерация сначала постоянна и равна G_0, а в момент $t = 0$ меняется скачком до значения G_1 (чему отвечают стационарные токи $J_0 = e\tau vAG_0$ и $J^{\infty} = e\tau vAG_1$), ток $J(0)$ равен $J(0) = J_0 + \beta(J^{\infty} - J_0)$, и формула (16) переходит в выражение, впервые полученное в работе [4]

$$J(t) = \beta J^{\infty} + \frac{(1-\beta)J^{\infty}J_0}{J^{\infty}\exp\left[-\frac{4\pi\beta J^{\infty}t}{\kappa A E_j}\right] + J_0\left(1 - \exp\left[-\frac{4\pi\beta J^{\infty}t}{\kappa A E_j}\right]\right)}. \qquad (17)$$

Если в течение некоторого интервала облучение детектора фиксировано, $G(t) = G$, что отвечает наблюдению данного участка Вселенной, то уравнение (16) на этом временно́м интервале принимает вид

$$J(t) = \beta J(\infty) + \frac{(1-\beta)J(\infty)[J(0) - \beta J(\infty)]}{J(0) - \beta J(\infty) + [J(\infty) - J(0)]\exp(-\gamma J(\infty)t)}, \qquad (18)$$

где $J(\infty) = eA\tau vG$ — стационарный ток фотопроводника при данном облучении, а $\gamma = 4\pi\beta/\kappa A E_j$. Отметим, что здесь произвольный момент $t = 0$, от которого отсчитывается время, принадлежит тому же временно́му интервалу.

Прямые измерения стационарного тока в космических детекторах невозможны, поскольку время релаксации тока, как правило, значительно превышает средний интервал между попаданиями на детектор высокоэнергетичных частиц. Измерения излучения на основании формулы (18) обычно требуют нескольких секунд или даже меньше и в случае фотопроводников Si:Ga обеспечивают высокую точность. Об этой точности судят, сравнивая результаты, получаемые при разных направлениях сканирования измеряемого участка. В идеале они должны совпадать, хотя токи детектора могут сильно отличаться.

Таким образом, зная два параметра детектора, β и γ, можно на основании короткой релаксации тока при фиксированном облучении и формулы (18) найти значение стационарного тока через данный фотопроводник при данном облучении, $J(\infty)$, а используя стационарную калибровку детектора, определить темп генерации G и интенсивность падающего излучения в данной момент. Использование этой схемы наблюдений (относительно частых ступенькообразных изменений интенсивности облучения) и обработки данных позволило получить карты Вселенной и характеристики ряда холодных космических объектов на основе данных прибора ISOCAM, о чем сообщалось в ряде работ (см., например, [2,9]). Причем сами параметры β и γ для каждого детектора оказались неизменными в течение всего двухлетнего полета спутника [2], что говорит как о хорошей точности используемой модели полупроводника, так и о высокой стабильности его характеристик, входящих в эти параметры.

В общем случае, когда облучение изменяется не ступеньками, а непрерывно, пользоваться уравнением (16) неудобно. Тогда следует сразу решать обратную задачу: определять падающее излучение исходя из измеряемого переходного тока. Для этого из уравнений (14), (15) нетрудно вывести следующее уравнение:

$$\beta J^{\infty}(t) = J(t) - \left[\frac{\exp\left[-\frac{4\pi}{\kappa A E_j}\int\limits_0^t dt' J(t')\right]}{J(0)-\beta J^{\infty}(0)}\right.$$
$$\left. + \frac{4\pi}{\kappa A E_j(1-\beta)}\int\limits_0^t dt' \exp\left[-\frac{4\pi}{\kappa A E_j}\int\limits_{t'}^t dt'' J(t'')\right]\right]^{-1}, \tag{19}$$

выражающее величину $J^{\infty}(t)$, т.е. текущую интенсивность падающего излучения, через ток детектора $J(t')$, измерявшийся на интервале $0 \le t' \le t$, и неизвестную величину $J^{\infty}(0)$. Последнюю нетрудно найти, если существуют по крайней мере два момента, t_1 и t_2 с одинаковой интенсивностью падающего излучения. Тогда из уравнения (19) и равенства

$$J^{\infty}(t_1) = J^{\infty}(t_2) \tag{20}$$

можно вычислить $J^{\infty}(0)$, а затем и $J^{\infty}(t)$.

3. Обсуждение результатов

Вывод формул (16) и (19) позволяет понять природу проблем, возникающих при обработке сигналов детекторов слабого космического излучения. В примесных фотопроводниках при переходных процессах образуется сложная, изменяющаяся со временем структура поля, являющаяся следствием возбуждения волн с обратным законом дисперсии — волн перезарядки ловушек [3,4]. Предшествующие изменения излучения, падавшего на фотопроводник в течение длительного времени, создают зависящее от них распределение поля по длине образца, влияющее на скорость дрейфа носителей (а в случае их разогрева и на время их захвата на ловушки) и их инжекцию из контакта, а потому и на его фотоотклик в данный момент [3,4]. Следствием этого является продолжительная память детектора о его предыстории, а также непреодолимые трудности, возникшие при попытках найти падающее излучение с помощью математической обработки результатов измерений. При выполнении условия (8) основным является влияние поля на инжекцию из контакта, тогда как его влияние на дрейф носителей оказывается пренебрежимо малым. Это позволяет включить всю память о предыстории образца в один физический параметр — значение приконтактного поля, которое управляет инжекцией (см. формулу (4)). В формулах (16), (18) роль параметра, отражающего всю предысторию, переходит к начальному току $J(0)$, а в формуле (19) — к начальной генерации $J^{\infty}(0)$. Из этих формул видно, что предыстория ($J(0)$ и $J^{\infty(0)}$) влияет на фотоотклик нелинейным образом, и это влияние может быть очень сильным.

В работе [2], где впервые сообщалось о том, что точность определения излучения холодной Вселенной фотопроводниками Si:Ga существенно возрастает при использовании формулы (18), приведены распределения параметров β и γ для 1024 детекторов прибора ISOCAM. Из этих данных, в частности, видно, что разброс параметров γ значительно превышает разброс параметров β. Это есть следствие сильного разброса параметра E_j, что, как и большие значения этого параметра, объясняется избыточным и неконтролируемым загрязнением приконтактных областей фотопроводников компенсирующими центрами в процессе изготовления детекторов.

Формула (18) используется при определении пространственного распределения излучения Вселенной. При спектральных измерениях излучения, приходящего из некоторой области, интенсивность излучения изменяется не ступеньками, а плавно. Тогда вместо формулы (18) следует использовать более общую формулу (19) вместе с (20). Результаты, получаемые с помощью формул (18) и (19) в фотопроводниках Si:Ga, должны иметь хорошую точность, поскольку для них условие (8) выполняется с большим запасом.

Обработка результатов космических наблюдений на основании теории переходных процессов в высокоомных полупроводниках позволила прояснить ряд важных моментов экспериментальной и теоретической астрофизики и способствовала их дальнейшему развитию в ряде работ (см., например, [10,11]).

В последнее время основные усилия астрофизиков направлены на определение картины Вселенной в диапазоне 100–200 мкм, для чего в качестве детекторов используются фотопроводники Ge : Ga, спектр чувствительности которых сдвигается сдавливанием. Поле в них слабое: лежит в диапазоне $0.1-1.0$ В/см, а значения E_j имеют порядок 1 В/см. Поэтому для этих детекторов результаты, выведенные с использованием условия (8), имеют низкую точность, и для них надо развивать численные методы решения, учитывающие влияние на фотоотклик модуляции дрейфовой скорости и захвата (при учете эффектов горячих электронов) в объеме фотопроводника. Далее излагается принципиальная схема оптимального использования таких численных методов.

В детекторах на основе фотопроводников Ge : Ga, как правило, выполняется условие

$$eV_0 \gg T. \tag{21}$$

Поэтому при относительно небольших изменениях облучения, т. е. если максимальная и минимальная интенсивности, $G_{\max}$ и $G_{\min}$, отличаются не очень сильно,

$$\frac{G_{\max} - G_{\min}}{G_{\min}} \leq 1 \tag{22}$$

(левая часть уравнения (22) есть величина меньше или порядка единицы), интенсивность падающего излучения можно определять, решая уравнения (5)–(7), т. е. пренебрегая диффузией. Дело в том, что при выполнении условия (22) неоднородность поля в объеме образца не очень велика, и в силу (21) дрейфовая скорость всюду значительно превышает диффузионную. Однако в этих детекторах фотоотклик существенно зависит от всей вариации поля по длине образца, а не только от ее величины у инжектирующего контакта, как при выполнении условия (8). Поэтому память о предыстории образца теперь нельзя описать через один параметр, такой как $\Delta\tilde{E}(0,t)$ или $J(0)$. Ее описывает начальное распределение поля по длине образца, т. е. функция. Это заметно усложняет определение интенсивности и спектрального состава неизвестного излучения на основании переходного фотоотклика примесного фотопроводника.

Оптимальным путем решения данной задачи представляется следующий. Прежде всего выбираются случаи переходных процессов при фиксированной интенсивности излучения и для данного детектора находятся такие параметры β и E_j (или γ), чтобы решение уравнения (19), $J^\infty(t)$, слабо менялось со временем. Это позволяет быстро оценить эти параметры. Далее они, а также фиксированный ток J^∞ уточняются при решении уравнений (5)–(7) для тех же процессов: оптимизация этих величин ведется так, чтобы решение уравнений (5)–(7) давало ток, наиболее соответствующий измеряемому току фотопроводника $J(t)$ на всем интервале его фиксированного облучения. При этом оптимизация включает в себя и поиск оптимального начального распределения поля.

Определять излучение переменной интенсивности принципиально возможно, если на интервале между двумя падениями высокоэнергичных частиц детектор неоднократно облучался данным переменным излучением. Отметим, что это предпочтительнее делать после определения параметров данного фотопроводника β и E_j. В противном случае придется одновременно оптимизировать избыточное число параметров, что излишне усложнит вычисления. После того как β и E_j найдены, падающее излучение сначала вычисляется на основании формулы (19) и уравнения (20), применяемого к точкам равного излучения, по возможности наиболее удаленным друг от друга. Затем найденная функция $J^\infty(t)$ трансформируется так, чтобы совпадать во всех тех точках, где падающее излучение было равным, после чего ток фотопроводника находится из решения уравнений (5)–(7). Затем переменное излучение и начальное распределение поля варьируются так, чтобы ток, вычисляемый из уравнений (5)–(7), по возможности наиболее точно соответствовал измеряемому току.

В случае же больших изменений интенсивности падающего излучения, когда нарушается условие (22), в объеме образца возникает область очень слабого поля, где основной поток носителей обусловлен их диффузией. Поэтому в этом случае в уравнение (1) необходимо включить диффузию. В этом случае приходится решать систему уравнений, более сложных по сравнению с уравнениями (5)–(7).

Список литературы

[1] I. Yamamura, G.L. Pilbratt, D. Shupe, G. Sandell, K.S. Long. *Proc. Conf. Calibration Legacy of the ISO Mission* (Madrid, Spain): Proc. ESA, **SP-481**, 459 (2003).

[2] A. Coulais, A. Abergel. Astronomy and Astrophysics Suppl. Ser., **141** (3), 533 (2000).

[3] Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП, **12**, 2319 (1978); ФТП, **13**, 138 (1979).

[4] Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП, **14**, 1507 (1980).

[5] Б.И. Фукс. ФТП, **15**, 1679 (1981); ФТП, **15**, 1689 (1981).

[6] B.I. Fouks. Proc. SPIE, **2553**, 489 (1995).

[7] B.I. Fouks. Proc. ESA, **SP-481**, 225 (2003).

[8] N.M. Haegel, J.C. Simoes, A.M. White, J.W. Beeman. Appl. Opt., **38** (10), 1910 (1999).

[9] F. Boulanger, R. Lorente, M.A. Miville Deschênes, A. Abergel, J.A.D.L. Blommaert, D. Cesarsky, K. Okumura, M. Pérault, W. Reach. Astronomy and Astrophysics, **436**, 1151 (2005).

[10] P. Temi, W.G. Mathews, F. Brighenti. Astrophysical J., **622**, 235 (2005).

[11] F. Galliano, E. Dwek, P. Chanial. Astrophysical J., **672**, 214 (2008).

Редактор Л.И. Беляков

Using the theory of transient processes in high-resistivity semiconductors in determination of properties of the cold Universe

B.I. Fuks

Kotelnikov Institute
of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia

Abstract It is considered how to determine the intensity and the spectrum of a low space infrared radiation based on the transient photoresponse of an extrinsic photoconductor. This approach permits to improve our knowledge of the structure and the progress of the Universe.