

06.3;08

Процессы дрейфа неравновесных носителей тока в GaAs-фотоприемниках под действием переменной деформации

© Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, Р.А. Муминов,
О.М. Турсункулов

Физико-технический институт
НПО "Физика-Солнце" АН РУз, Ташкент

Поступило в Редакцию 20 августа 2001 г.

Исследуются процессы дрейфа неравновесных носителей заряда в GaAs-образцах. Показано, что электрические и ультразвуковые поля существенно влияют на перенос носителей в приемниках излучения из пьезополупроводников с ловушками.

Одним из фундаментальных процессов, определяющих эффективность работы солнечных элементов (СЭ), является дрейф неравновесных носителей (ННЗ) заряда. Преимущества арсенида галлия по сравнению с другими полупроводниками [1] позволяют изготавливать солнечные элементы на его основе, имеющие наивысший коэффициент полезного действия среди всех известных типов солнечных элементов. Однако в последнее время изучению GaAs не уделяется должного внимания, хотя он является базой сложных моделей СЭ на основе гетеросистем.

Цель данной работы состоит в углублении и расширении знаний о физике СЭ на основе арсенида галлия.

Известно, что дрейф носителей определяется внешними электрическими полями либо внутренними (встроенными) электростатическими полями, обусловленными наличием градиентов концентрации примеси в полупроводнике.

Арсенид галлия является одним из пьезополупроводников без центра симметрии. В таких полупроводниках электрическое поле вызывает деформацию кристалла, и наоборот, деформация сопровождается появлением электрического поля. Изучение влияния деформации на процессы дрейфа носителей представляется весьма важным. В качестве источника деформации могут выступать ультразвуковые волны (УЗВ).

В пьезополупроводниках взаимодействие носителей заряда с ультразвуковыми волнами осуществляется вследствие возникновения пьезонапряжения. При деформации в ультразвуковом поле возникает сила, действующая на носителей заряда, пропорциональная волновому вектору УЗВ k (частоте) и пьезоэлектрической постоянной кристалла e .

В линейной теории [2] рассматривается распространение упругой волны в пьезополупроводнике и находятся переменные компоненты электрического поля E' , пространственного заряда $n'Q$ и тока I' , связанные с переменной деформацией:

$$E' = -\frac{e}{\chi} \left[\frac{\gamma - i\omega/\omega_D}{\gamma - i(\omega_C/\omega + \omega/\omega_D)} \right] \times \varepsilon', \quad (1)$$

$$n'Q_e = \frac{b}{v_S} \cdot \frac{E'}{\gamma - i\omega/\omega_D} = \frac{\omega_C}{v_S} \cdot \frac{e\varepsilon}{\gamma - i(\omega_C/\omega + \omega/\omega_D)}, \quad (2)$$

$$I' = \frac{bE'}{\gamma - i\omega/\omega_D} = -\omega_C \frac{e\varepsilon'}{\gamma - i(\omega_C/\omega + \omega/\omega_D)}, \quad (3)$$

где e и χ — значения пьезоэлектрической константы и проницаемости; $\gamma = 1 - V_D/V_S$ — мера отношения дрейфовой скорости электронов к скорости звука; $\omega_D = V^2/D$ (D — коэффициент диффузии); $\omega_C = b/\chi$ ($b = n_0 Q_e \mu_e$ — постоянная проводимости). Величина упругой постоянной кристалла в поле ультразвуковой волны принимает вид

$$C' = C \left[1 + \frac{e^2}{\chi c} \cdot \frac{\gamma - i\omega/\omega_D}{\gamma - i(\omega_C/\omega_D + \omega/\omega_D)} \right]. \quad (4)$$

Физика взаимодействия УЗВ с носителями заряда, как и в случае неполярных полупроводников (Si, Ge), заключается в обмене энергией и импульсом между электронами и волной. Однако имеется существенное отличие. При потенциал-деформационном взаимодействии (неполярные полупроводники) искажения решетки создают изменение потенциальной энергии электрона, пропорциональное деформации. В пьезополупроводнике деформация пропорциональна электрическому полю. Поскольку $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ (V — потенциал), отсюда следует, что константа связи должна содержать дополнительный множитель $1/k$, так как частотная зависимость такого взаимодействия будет иной. Согласно (1), электрическое поле в полупроводнике равно $-(e/\chi)\varepsilon$. Таким образом, потенциальная энергия электрона пропорциональна $Q_e(e/\chi) \cdot (i/k)$ при деформации, возникающей в ультразвуковом поле.

В работе [2] содержится выражение для коэффициента затухания α , характеризующего взаимодействие УЗВ с носителями в обычных полупроводниках и пьезополупроводниках при наличии электрического поля. При потенциал-деформационном взаимодействии α пропорционален C -компоненте связи деформационного потенциала, соответствующему направлению распространения волны. Для пьезополупроводника, в котором пьезоэлектрическое взаимодействие доминирует над потенциал-деформационным, сохраняются те же соотношения, но C заменяется $Q_e e / \chi k$, где e — соответствующая пьезоэлектрическая постоянная. Мера сравнительной силы эффектов, обусловленных деформационным потенциалом и пьезоэлектрическим взаимодействием, дается в виде отношения:

$$\left| \frac{C_d}{C_p} \right| = \frac{\omega}{v_s} \cdot \frac{\chi}{e Q_e} \cdot C_d, \quad (5)$$

где C_d и C_p — константы связи деформационного потенциала и пьезоэлектрического эффекта соответственно. Из этого соотношения видна роль двух механизмов, отвечающих за взаимодействие УЗВ с носителями заряда.

На низких частотах вклад от потенциал-деформационного взаимодействия меньше по сравнению с пьезоэлектрическими эффектами. С ростом частоты оба эффекта начинают сравниваться. В процессе дрейфа часть носителей заряда захватывается примесными уровнями, что снижает эффективность работы солнечных элементов.

Используя результаты, полученные нами в [3] для соотношения Q_n / Q_n^0 (Q_n и Q_n^0 — величина зарядов, собираемых на контактах в отсутствие и при наличии ультразвукового поля соответственно), и учитывая зависимость коэффициента затухания от существования ловушек в реальном кристалле [4], получаем общее выражение для собираемого заряда в ультразвуковом поле:

$$Q_n = Q_n^0 \left(1 + \varepsilon + \frac{e^2 \omega_c \delta_+}{4C \chi v_0} \times \frac{\left[1 - \frac{v_{dr}}{v_s} \cdot f_r - \frac{\omega}{\omega_D} \cdot f_i \right]}{\left[1 - \frac{v_{dr}}{v_s} \cdot f_r - \frac{\omega}{\omega_D} \cdot f_i \right]^2 + \left[\frac{\omega_c}{\omega_D} - \frac{\omega}{\omega_D} \cdot f_{ir} - \frac{v_{dr}}{v_s} \cdot f_i \right]^2} \right), \quad (6)$$

где $f_r = \frac{f_0 + \omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}$; $f_i = \frac{\omega \tau (f_0 - 1)}{1 + \omega^2 \tau^2}$; τ — время захвата; f_0 — доля избыточных носителей, являющихся свободными в равновесном состоянии;

$v_0 = (c/\rho)$ — невозмущенная скорость звука; c — упругая постоянная; ρ — плотность материала; δ_+ — глубина проникновения излучения в полупроводник.

Анализ показывает, что при прохождении УЗВ через полупроводниковый кристалл ультразвуковые волны взаимодействуют не только с дрейфующими носителями, но и с ловушками, опустошая их.

Таким образом, присутствие электрических полей и других возмущений в кристалле должно повышать эффективность собирания носителей заряда в фотоприемнике.

Исходя из представлений, развитых выше, рассмотрим экспериментальные результаты по кинетике собирания носителей заряда в гомогенных пьезополупроводниковых приемниках излучения на основе GaAs в ультразвуковом поле.

В этих экспериментах в качестве модели солнечных элементов, в которых происходит дрейф носителей заряда, использовались GaAs-фотоприемники, изготовленные из кристаллов полуизолирующего арсенида галлия ($\rho \approx 10^7 \div 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$) толщиной от 100 до 500 μm по методике, описанной в [5,6], и площадью контактов S до 30 cm^2 . Продольные ультразвуковые волны частотой $f = (10 \div 50)$ МГц, различной амплитудой возбуждались кварцевым преобразователем, акустически соединенным с катодным контактом (детектора). Электрическое напряжение подавалось на кварцевые преобразователи от высокочастотного генератора. Неравновесные носители заряда создавались вблизи катодного контакта фотоприемника посредством облучения его импульсным красным светом. Источником с длиной волны, равной 0,7 μm , служил светодиод. Длина волны оптического излучения выбиралась как среднее значение от длины волн, используемых в экспериментах, где избыточные носители создавались преимущественно в верхнем легированном слое элементов [7]. Питание светодиодов осуществлялось от электрических импульсов прямоугольной формы, излучаемых генераторами. Длительность импульсов $t = 1 \mu\text{s}$, частота следования F составляла (1 \div 5) КГц.

Амплитудные характеристики¹ фотоприемников исследовались на установке амплитудного анализа, позволяющей оценивать величину собираемого заряда с точностью до 0,01%.

После образования электронно-дырочных пар через образец проходил дрейф электронов. Во время пролета электронов через кристалл

¹ Метод амплитудного анализа, развитый в работах ленинградских авторов [8], является наиболее современным для изучения процесса переноса эффективности собирания неравновесных носителей заряда в приемниках излучения различного класса.

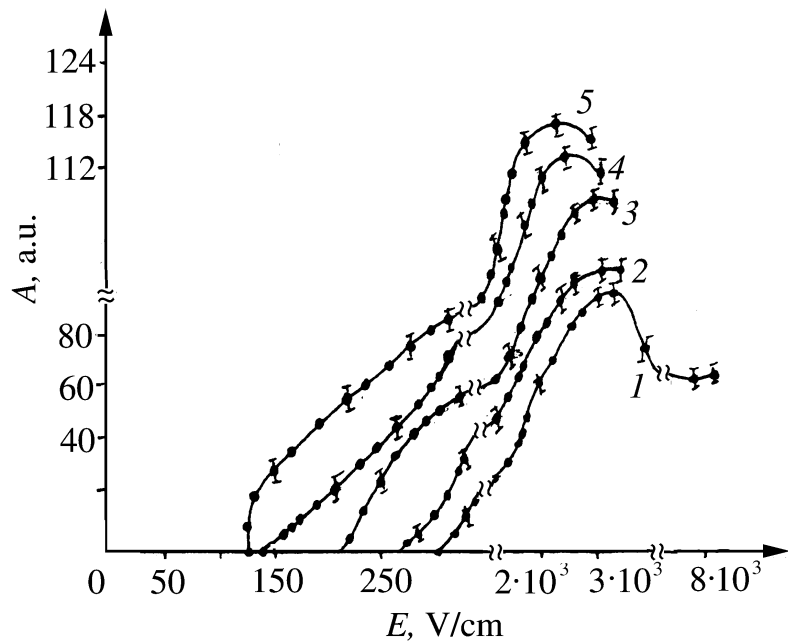


Рис. 1. Изменение амплитуды сигнала GaAs-образца N32 от амплитуды ультразвуковой волны на частоте $F = 30$ МГц: 1 — УЗВ поля нет; 2, 3, 4 и 5 — амплитуда УЗВ-генератора составляет 5, 15, 20 и 25 В соответственно. $T = 293$ К.

величина тока несколько уменьшается со временем вследствие захвата части неравновесных электронов ловушками. Когда образец не подвергали воздействию ультразвука, зависимость амплитуды сигнала от поля имела N -образный вид (рис. 1), физические причины которого рассматривались в работе [9]. Во время прохождения ультразвуковой волны через кристалл GaAs амплитуда сигнала несколько меняла свой характерный N -образный вид, причем пик амплитуды, соответствующий пороговому полю на образцах, незначительно сдвигался в область меньших тянущих электрических полей (рис. 1). На этом же рисунке представлены зависимости, которые сняты при различных величинах сигнала, поступающего с высокочастотного генератора на кварцевый

преобразователь, соединенного с GaAs-образцом. Сравним две полевые зависимости амплитуды сигнала $A(E)$ образца без наличия ультразвукового поля (кривая 1) и при прохождении через кристалл продольной ультразвуковой волны (кривая 4). На кривой 1 отчетливо виден провал, обусловленный перераспределением электронов между долинами. При подаче с генератора высокой частоты сигнала с амплитудой $V = 25$ В и частотой $F = 30$ МГц через преобразователь на GaAs-образец полевая зависимость $A(E)$ (кривая 4) значительно меняет свой вид (напомним, что амплитуда сигнала образца измеряется по положению пика на экране анализатора). Во-первых, наблюдается формирование пика в области низких внешних электрических полей ($0 \div 200$ В/см), обуславливающих ход кривой $A(E)$ в данной области; во-вторых, происходит смещение всей кривой в область меньших электрических полей и отмечается общий рост амплитуды сигнала в GaAs-образцах. Такое поведение зависимости $A(E)$ в ультразвуковом поле свидетельствует о том, что имеет место взаимодействие акустической волны с электронами. Действительно, поскольку дрейфовая скорость в интервале полей < 200 В/см порядка $(1 \div 9) \cdot 10^5$ см/с, т. е. близка к скорости продольных акустических волн в GaAs, то не оставляет никаких сомнений тот факт, что происходит передача энергии от ультразвуковых волн электронам. Электронные ловушки являются основной причиной отсутствия сигнала GaAs-образца в полях < 200 В/см (кривая 1). Однако в присутствии ультразвукового поля электроны, получив дополнительные импульсы от волны, уменьшают вероятность их захвата ловушками, что приводит к появлению сигнала в GaAs в интервале полей $E - 200$ В/см. В полях выше 200 В/см увеличение амплитуды сигнала связано с уменьшением доли медленной компоненты сигнала, величина которой в отсутствие акустической волны более высокая.²

Незначительное смещение амплитуды сигнала в область меньших электрических полей с усилением амплитуды ультразвуковой волны можно отнести за счет увеличения энергии электронов и их концентрации в ультразвуковом поле. Данный экспериментальный факт совершенно естественно приводит к такому объяснению: пороговое поле E_p должно падать, так как электроны будут переходить из нижней долины в верхнюю за счет восполнения своего дефицита энергии от УЗВ, т. е. переходить уже при меньших значениях электрического поля.

² Медленная компонента сигнала, обусловленная процессами захвата и выброса электронов ловушками.

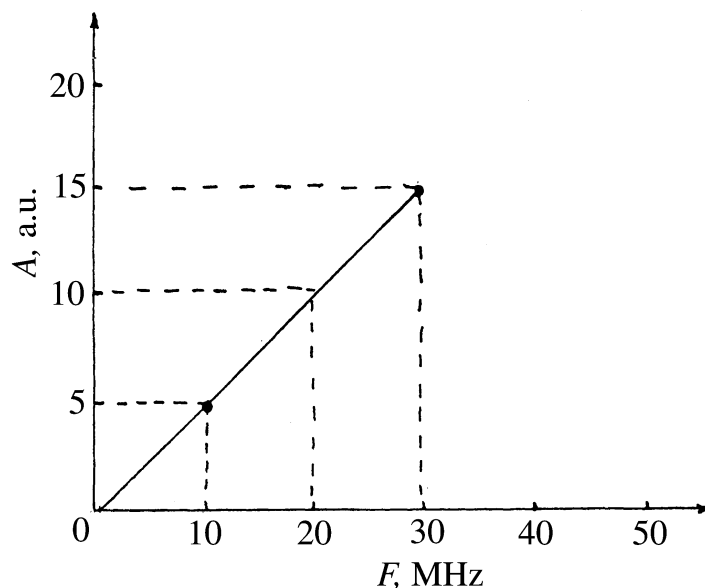


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала GaAs от частоты ультразвукового поля. Амплитуда сигнала с УЗВ-генератора $V = 15$ V. Напряженность тянущего электрического поля $E = 1500$ V/cm.

Отметим, что наблюдаемое увеличение амплитуды сигнала связано не только с механизмом взаимодействия ультразвуковых волн, но и с глубокими ловушками.

Действительно, так как концентрация электронов в зоне проводимости определяется уровнями захвата, то она должна меняться из-за изменения расстояния между дном зоны проводимости и центром захвата при прохождении через кристалл ультразвуковой волны. Это должно приводить к выбросу электронов и, как следствие, увеличению амплитуды сигнала.

Эксперименты по сбору заряда в ультразвуковом поле различной амплитуды подтверждают эффект взаимодействия ловушек с волной (рис. 1).

На рис. 2 показано влияние частоты F ультразвуковой волны на амплитудные характеристики GaAs-образцов. Прежде всего следует

отметить, что с ростом частоты F амплитуда сигнала $A(E)$ растет. В полученном нами выражении (6) для величины собираемого заряда в ультразвуковом поле для пьезополупроводникового образца содержится конечное время релаксации τ для ловушек, имеющее в реальных кристаллах широкий спектр значений (от 10^{-9} до 10^{-3} s; τ связано с Q_n через f_r и f_i). Поэтому в некотором диапазоне частот происходит нарастание амплитуды сигнала по механизму, описанному выше, так как параметр $a = f_i/f_r$ определяет фазовый сдвиг между концентрацией электронов в зоне проводимости и плотностью электронов на уровне. Если параметр a достигает примерно единицы и более высокого значения, то это означает, что между током электронов и полем E' (см. (1)) имеется фазовый сдвиг, что приводит к увеличению амплитуды сигнала. Другими словами, из процессов захвата ультразвуковым полем с частотой $F = (10 \div 50)$ МГц исключаются все ловушки с $\tau \geq 10^6$ s. Это следует из соотношения $\omega\tau > 1$, где $\omega = 2\pi F$, что и обуславливает создание части свободного пространственного заряда, локализованного ранее на ловушках в отсутствие ультразвукового поля. Участие этого заряда в процессе дрейфа приводит к более полному сбору носителей и, как следствие, увеличению амплитуды сигнала (рис. 2).

С практической точки зрения проведенные исследования позволили выявить значения текущих электрических полей, при которых наблюдается максимальный сбор неравновесных носителей заряда, генерированных оптическим излучением $E \approx (1.5 \div 3) \cdot 10^3$ В/см. При изготовлении солнечных элементов необходимо в полупроводнике создавать градиент концентрации примеси, обеспечивающий возникновение встроенных электрических полей такой величины.

Список литературы

- [1] Фаренбург А., Бьюб Р. Солнечные элементы, теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280 с.
- [2] Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. С. 274–326.
- [3] Гаиров А.Г., Заверюхин Б.Н., Кривчик В.Д., Муминов Р.А., Нигманов О., Шамагдиева А.Ш. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 10. С. 616.
- [4] Заверюхин Б.Н. Исследование особенностей переноса заряда в полупроводниковых детекторах. Канд. дис. Киев, 1990.
- [5] Азимов С.А., Букки С.М., Муминов Р.А., Чебиот У.В. // Атомная энергия. 1976. Т. 40. В. 4. С. 346–347.

- [6] Айдинова Д.М., Александров А.А., Букки С.М., Кумин В.В., Ляпидевский В.К., Муминов Р.А., Яфасов А.Я. // ПТЭ. 1978. № 3. С. 76–78.
- [7] Колтун М.М. Оптика и метрология солнечных элементов. М.: Наука, 1985. С. 280.
- [8] Еремин В.К. Исследование влияния объемного заряда на свойства полупроводниковых детекторов ядерных излучений. Канд. дис. Л., 1978.
- [9] Заверюхин Б.Н., Муминов Р.А. // Докл. АН УзССР. 1988. Т. 3. С. 32–33.