

05;06;07

Анализ спектров фотопроводимости при большой инерционности фотоответа

© Н.Л. Баженов, М.Г. Мынбаева, К.Д. Мынбаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 4 июля 2011 г. В окончательной редакции 29 декабря 2011 г.)

На примере гетероструктур с „медленными“ зарядовыми состояниями на гетерогранице рассмотрена проблема регистрации спектров фотоответа в полупроводниках с эффектом остаточной фотопроводимости. Предложенные варианты решения этой проблемы включают использование модуляции возбуждения или восстановление истинной формы спектра, записанного на постоянном токе.

Многим полупроводниковым материалам присуще явление остаточной фотопроводимости (ОФП) с характерными временами нарастания и релаксации фотоответа, которые могут достигать порядка нескольких часов и даже суток (см., например, [1]). Запись спектров фотоответа при наличии ОФП затруднена. Строго говоря, измерение в каждой точке спектра должно проводиться после установления квазиравновесия (т.е. через бесконечное время с момента возбуждения сигнала). На практике, однако, измерения всегда проводятся с конечной скоростью сканирования по длине волны (частоте), и спектр оказывается искажен, и тем сильнее, чем больше инерционность фотоответа. В то же время знание точной формы спектра и/или положения края ФП зачастую критично, по ним, например, определяют химический состав твердых растворов, судят о наличии в материале примесей и дефектов и т.п.

В настоящей работе рассматриваются проблема регистрации спектров фотоответа при наличии ОФП и варианты ее решения. В качестве модельного объекта для исследования используются пористые гетероструктуры GaN/SiC, в которых имеет место долговременная ОФП, обусловленная наличием зарядовых состояний на гетерогранице [2]. Специфика ФП этих структур заключается в том, что спектр имеет вид не традиционной „ступеньки“, характерной для края собственного поглощения однородных полупроводников (и, в частности, многих структур на основе GaN с эффектом ОФП, см., например, [3–5]), а относительно узкой (имеющей полуширину ~ 200 meV при 300 K) несимметричной линии. Задача получения истинной формы спектра в этом случае еще более актуальна.

На рис. 1 представлены спектры ФП исследуемых гетероструктур, записанные на постоянном токе (DC) и с механической модуляцией возбуждения с частотой 8 GHz и синхронным детектированием сигнала (AC). Спектры записывались как в прямом (при увеличении длины волны λ), так и в обратном направлении сканирования со скоростью $a = 0.033$ nm/s при комнатной температуре с возбуждением Хе–Hg-лампой. Из рис. 1 видно, что DC-спектры отличаются от AC-спектров, кроме

того, форма спектров зависит от направления сканирования. При измерении в режиме AC в прямом и обратном направлениях сигнал ФП резко падает при $\lambda < 365$ nm, а при измерении в режиме DC-спектры при сканировании в прямом направлении имеют резкий край, а в обратном демонстрируют фоточувствительность при $\lambda < 365$ nm. Положение максимума ФП также зависит от способа измерений и направления сканирования спектра.

Естественно предположить, что при измерении в режиме DC при обратном направлении сканирования фиксируется долговременная составляющая от ФП, имеющей место при $\lambda < 365$ nm, и форма спектра при $\lambda < 365$ nm просто соответствует спаду этой ФП во времени. Очевидно, что такой эффект „запаздывания“ проявляется и на длинноволновом краю DC-спектра. Таким образом, ясно, что для рассматриваемых объектов при измерениях в режиме DC использованная скорость сканирования слишком высока, и спектр *сильно* искажен

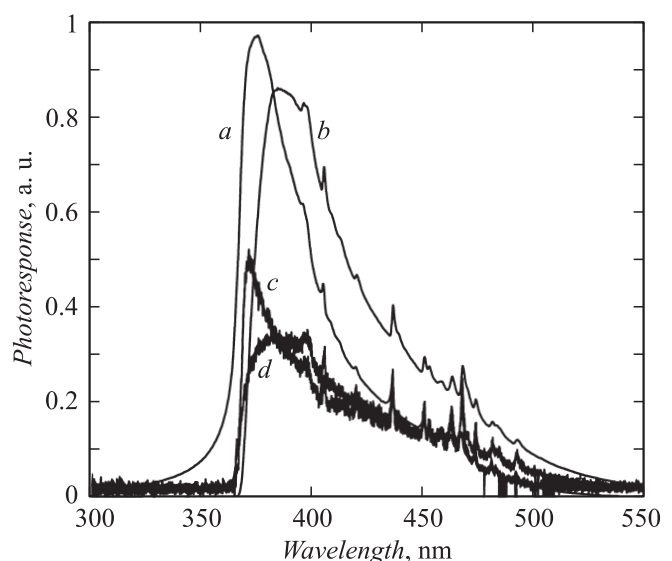


Рис. 1. Спектры ФП гетероструктур GaN/SiC, записанные на постоянном токе (DC) (a, b) и с механической модуляцией возбуждения (AC) (c, d) в прямом (b, d) и в обратном (a, c) направлениях сканирования.

за счет долговременной составляющей релаксации ФП. Спектр, измеренный в режиме АС, по-видимому, ближе к „истинному“, неискаженному.

Проверим эти предположения.

1. Измерение спектра ФП при постоянном освещении

Пусть идеальный спектр образца, т. е. спектр, который был бы получен при измерении в каждой точке после установления квазиравновесия, имеет вид $S(\omega)$. При реальном измерении мы сканируем по частоте со скоростью a , т. е. $\omega = at + \omega_0$, в результате чего получаем некоторый спектр $D(t)$, который затем преобразуем в частотный спектр $D(\omega) = D(at + \omega_0)$. Для простоты примем $\omega_0 = 0$.

Понятно, что $S(\omega) \neq D(\omega)$, эти величины связаны соотношением

$$\frac{dD(\omega)}{d\omega} = \frac{S(\omega) - D(\omega)}{a\tau}. \quad (1)$$

Здесь τ — рассматриваемое характерное время, которое для простоты будем считать одинаковым как для нарастания, так и для релаксации сигнала ФП.

Очевидно, что для получения истинного спектра из измеренного необходимо выполнить следующее преобразование:

$$S(\omega) = D(\omega) + a\tau D'(\omega). \quad (2)$$

Выражение (2) справедливо для случая сканирования спектра в прямом направлении. При обратном направлении сканирования следует изменить знак производной

$$S(\omega) = D(\omega) - a\tau D'(\omega). \quad (3)$$

Можно попробовать восстановить истинный спектр, воспользовавшись выражениями (2) и (3). Примеры обработки ДС-спектров, записанных в прямом и обратном направлении по формулам (2) и (3), соответственно показаны на рис. 2, *a* и *b*. Видно, что при $a\tau = 10$ (рис. 2, *a*) наблюдается рассогласование спектров ФП по данным измерений в разных направлениях.

Поскольку в рассматриваемых экспериментах интерес представляло точное положение края ФП, в качестве критерия восстановления спектров авторы использовали совмещение их коротковолновой границы на полувысоте. Для определенности бралась полувысота спектра, измеренного в направлении роста длин волн. Подбирая величину $a\tau$, авторы добивались совмещения кривых на краю ФП, что получилось при $a\tau = 4$ (см. рис. 2, *b*). Поскольку скорость сканирования спектра известна, можно было оценить $\tau = (4/0.033) \sim 120$ с. Эта величина оказалась близка к характерному времени релаксации сигнала ФП, измеренному непосредственно, что подтверждает состоятельность процедуры восстановления спектра.

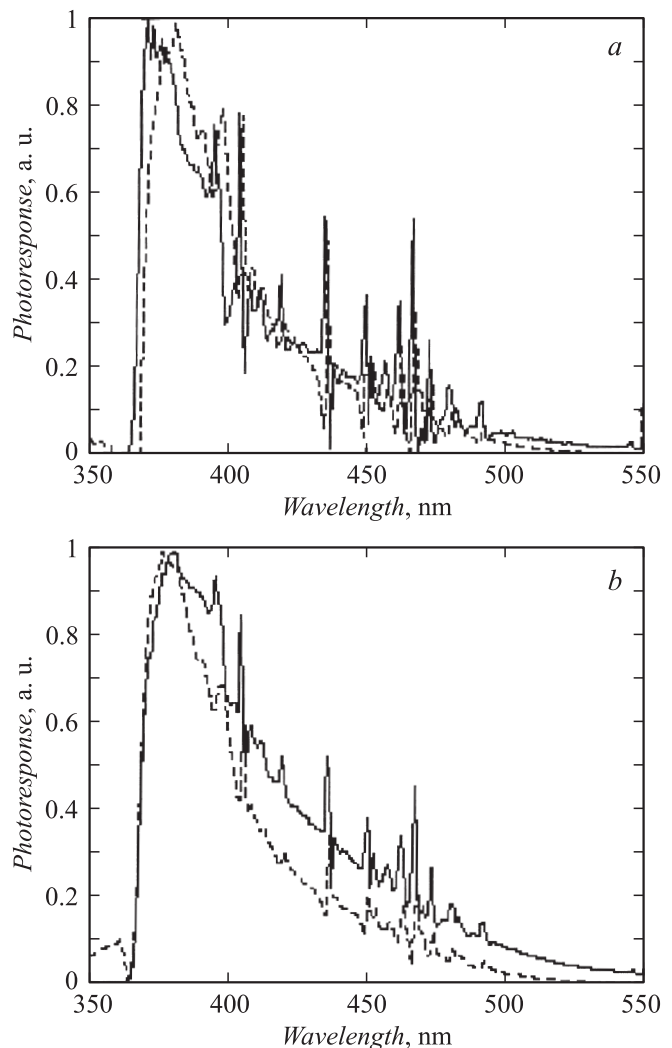


Рис. 2. Обработанные по формулам (2) и (3) с $a\tau = 10$ (*a*) и $a\tau = 4$ (*b*) ДС-спектры ФП гетероструктур GaN/SiC, записанные в прямом токе (сплошная кривая) и в обратном (штриховая кривая) направлениях сканирования.

Альтернативно можно было использовать совмещение максимумов ФП, обусловленных пиками излучения ртутной лампы, являющейся источником освещения. Такие пики являются острыми.

2. Измерение спектра ФП при модуляции освещения

При измерении фотоответа в режиме АС в течение времени $\theta/2$ образец освещается, а в течение последующего промежутка времени $\theta/2$ остается в темноте, при этом измеряется интеграл от изменения сигнала F за время θ , т. е. интеграл от ΔF . За первую половину этого промежутка сигнал растет, а за вторую падает, однако синхронный детектор суммирует измеряемое изменение сигнала. Понятно, что при $\theta/\tau \ll 1$, а это условие обычно (в том числе и в нашем эксперименте) выполняется,

изменение сигнала является величиной первого порядка малости по θ/τ , а интеграл за время θ — величиной второго порядка малости.

Возьмем произвольный измерительный интервал длительностью θ . Он характеризуется некоторым значением S_0 , которое в течение θ можно считать постоянным (т.е. полагаем, что за период θ частота изменится незначительно). В начале интервала положим $t = 0$. При этом пусть $F(0) = F_0$. Рассмотрим, как будут меняться F и ΔF .

Для анализа можно воспользоваться уравнением, аналогичным (1), считая, что измеряемый сигнал зависит от времени в течение малого интервала θ . Для простоты будем измерять время в единицах τ , таким образом, в нашем случае $t, \theta \ll 1$. Уравнение (1) для изменения сигнала запишется в виде

$$\frac{dF(t)}{dt} = S_0 - F(t). \quad (4)$$

Его решение имеет вид

$$F(t) = F_0 \exp(-t) + S_0[1 - \exp(-t)]. \quad (5)$$

1) Первая половина периода — освещение в течение времени $\theta/2$.

В этом случае выражение (5) с точностью до членов первого порядка малости дает

$$F(t) = F_0 + (S_0 - F_0)t, \quad (6)$$

а изменение сигнала равно

$$\Delta F = F - F_0 = (S_0 - F_0)t. \quad (7)$$

Интеграл от ΔD за промежутки времени $\theta/2$ равен

$$I_1 = \frac{1}{2}(S_0 - F_0) \left(\frac{\theta}{2}\right)^2, \quad (8)$$

К концу периода длиной $\theta/2$ величина F достигнет значения

$$F(\theta/2) = F_0 + (S_0 - F_0)\frac{\theta}{2}. \quad (9)$$

2) Вторая половина периода — отсутствие освещения в течение $\theta/2$.

Спад сигнала ФП начинается от значения (9) и происходит по закону

$$F(t) = F_0 + (S_0 - F_0)\frac{\theta}{2} - F_0 t. \quad (10)$$

Изменение сигнала равно

$$\Delta F = -F_0 t \quad (11)$$

и интеграл от ΔF за промежутки времени $\theta/2$ равен

$$I_2 = -\frac{1}{2}F_0 \left(\frac{\theta}{2}\right)^2. \quad (12)$$

3) Весь период времени θ .

Поскольку в синхронном детекторе интегральное изменение сигнала суммируется, причем в положительный полупериод должны брать слагаемое со знаком „плюс“, а в отрицательный — со знаком „минус“, то в результате имеем

$$I = I_1 - I_2 = \frac{1}{2}S_0 \left(\frac{\theta}{2}\right)^2. \quad (13)$$

Таким образом, при большой частоте модуляции, т.е. при малом периоде освещения, измеряемый сигнал пропорционален значению истинного спектра для данного значения частоты и не искажен. Понятно, что этот вывод справедлив тем более, чем выше частота модуляции. В реальном эксперименте синхронный детектор суммирует сигнал за несколько периодов модуляции, и изменение сигнала за счет запаздывания все равно будет иметь место. Однако время интегрирования сигнала t_i составляет обычно единицы секунд, т.е. приблизительно на 2 порядка меньше времени релаксации сигнала в исследованных нами структурах. Таким образом, модуляция позволяет снизить время запаздывания сигнала приблизительно на 2 порядка, и при разумной скорости развертки возможно получить неискаженный спектр.

Следует подчеркнуть, что в данном случае речь идет о трех временах: 1) времени засветки и затемнения θ , которое зависит от частоты модуляции света и при 7 Hz составляет порядка 0.1 s; 2) времени нарастания и спада сигнала в материале τ , которое для наших образцов составляло порядка сотен секунд; 3) времени интегрирования синхронным детектором t_i , которое составляло порядка 1 s. Для удовлетворительной работы данного метода необходимо, чтобы выполнялось условие $\theta \ll t_i \ll \tau$. Еще одним требованием является ограничение, налагаемое на скорость развертки самописца a , введенное ранее $at_i \ll 1$.

Судя по различиям в форме спектров, измеренных при сканировании в прямом и обратном направлениях (рис. 1), частоты модуляции в 8 Hz в нашем случае оказывается не вполне достаточно для записи неискаженных спектров, и требуется ее дальнейшее увеличение. Из выражения (13), однако, следует, что интенсивность измеряемого сигнала падает пропорционально квадрату частоты модуляции. Нетрудно видеть, что АС-спектры, представленные на рис. 1, уже достаточно зашумлены, и дальнейшее увеличение частоты модуляции создаст дополнительные трудности. Однако измерение ФП при модуляции может быть использовано в качестве экспресс-метода для приблизительной оценки формы спектра.

Таким образом, можно сделать вывод, что при измерении ФП при модуляции освещения возможно получение неискаженного спектра, причем спектр тем ближе к истинному, чем больше частота модуляции (чем меньше период модуляции) и чем меньше время интегрирования измеряемого сигнала. В то же время при измерении ФП при постоянном освещении имеет место искажение спектра вследствие запаздывания сигнала. Однако

спектр можно восстановить, используя выражения (2) и (3).

Разумеется, нами рассмотрен идеализированный случай, когда нарастание и релаксация фотоответа происходят экспоненциально с одной и той же постоянной времени. Во многих случаях на практике наблюдается несколько составляющих спада/релаксации (что в принципе возможно учесть), а при ОФП, вызванной эффектом модуляции проводящего объема, релаксация фотоответа может носить неэкспоненциальный характер [3]. Однако предложенный подход позволяет получить хорошее приближение к истинному спектру ФП, в частности, для исследованных структур он позволил определить истинное положение коротковолнового края ФП и подтвердить вывод об отсутствии вклада собственной ФП эпитаксиального слоя GaN и барьерном (связанном с гетерограницей) характере фотопроводимости исследованных гетероструктур.

Работа была частично поддержана РФФИ (проект 11-02-90434-Укр_ф_а).

Список литературы

- [1] Chosh S. // Phase Transit. 2004. Vol. 77. N 8. P. 791–821.
- [2] Мынбаева М.Г., Ситникова А.А., Мынбаев К.Д. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 10. С. 1369–1372.
- [3] Monroy E., Omnés F., Calle F. // Semicond. Sci. Technol. 2003. Vol. 18. N 4. P. R33-R51.
- [4] Chuan L.S., Hassan Z., Abu Hassan H. // Optoelectron. Adv. Mat. 2007. Vol. 1. N 8. P. 400–403.
- [5] Munoz E. // Phys. Stat. Sol. (b). 2007. Vol. 244. N 8. P. 2859–2877.