

ФОТОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ СОПУТСТВУЮЩЕМ РАЗОГРЕВЕ ЭЛЕКТРОНОВ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е. В. Шатковский, Я. С. Верлинский

Институт физики полупроводников Академии наук Литвы, 232600, Вильнюс, Литва
(Получена 30 апреля 1993 г. Принята к печати 4 июня 1993 г.)

Исследован фотомагнитоэлектрический эффект в эпитаксиальных слоях арсенида галлия с концентрацией свободных электронов $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре. Возбуждение образцов осуществлялось импульсами второй гармоники неодимового лазера с модулированной добротностью. Обнаружено, что при интенсивности возбуждения $I > 10^{24} \text{ кв./см}^2 \cdot \text{с}$ линейная зависимость между величиной фотосигнала и интенсивностью возбуждения переходит в сублинейный участок. Одновременно изменяется форма и динамика фотоотклика. Показано, что в этом случае фотосигнал является результатом суммирования двух эффектов — фотомагнитоэлектрического эффекта, обусловленного градиентом концентрации неравновесных носителей заряда, и электронного термомагнитного эффекта, возникающего из-за градиента температуры электронов, разогретых лазерным излучением.

Исследование полупроводников при интенсивном лазерном возбуждении продолжает оставаться одним из актуальных направлений в физике полупроводников. Уникальные возможности для эксперимента, предоставляемые лазерной техникой, и развитие сверхскоростной оптоэлектроники стимулируют это направление исследований [1, 2]. Полупроводниковая оптоэлектроника, как и вся полупроводниковая техника, неотделима от микроминиатюризации, а это приводит в результате к огромным световым нагрузкам на элементы даже при использовании полупроводниковых лазеров. Арсенид галлия и родственные ему соединения представляются перспективными материалами для такого рода применений. Фотомагнитоэлектрический (ФМЭ) эффект является признанным методом для определения многих рекомбинационных и кинетических параметров [3]. Поэтому распространение исследований этого эффекта на высокие интенсивности возбуждения представляется актуальной задачей еще и потому, что многие параметры при высоких интенсивностях возбуждения могут менять свое значение.

Одним из характерных для интенсивного возбуждения моментов является то, что наряду с генерацией огромной концентрации неравновесных носителей заряда наблюдается разогрев этих носителей до температур порядка 1000 К [4]. Такой разогрев приводит к существенным особенностям в поведении многих эффектов уже не только при низких, но и при комнатных температурах кристаллической решетки [5]. Ни более наглядным и информативным методом исследования фоторазогрева электронов считается исследование спектров рекомбинационного излучения [6, 7]. При исследовании ФМЭ эффекта разогрев электронов также заметно проявляется. Так, в арсениде индия и кристаллах кадмий-ртуть-теллур разогрев электронов интенсивным лазерным излучением приводит к существенному изменению формы фотоответа вплоть до инверсии его знака [5, 8]. Похожие результаты получены авторами работы [9] при исследовании полуизолирующего арсенида галлия. Однако они объяснены с

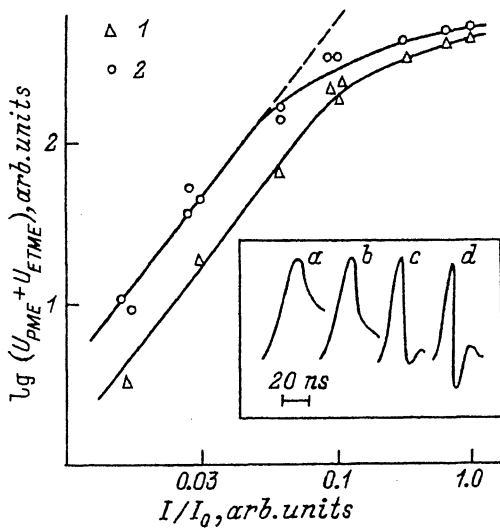


Рис. 1. Зависимость суммарной амплитуды фотосигнала от интенсивности возбуждения при двух значениях индукции магнитного поля. $I_0 = 10^{25}$ кв./см² · с. Штриховая прямая — ход зависимости $U_{PME}(I)$. На вставке представлено последовательное изменение формы и динамики фотосигнала при $I \geq 10^{24}$ кв./см² · с. В, Тл: 1 — 0,5, 2 — 1,0.

позиции разогрева кристаллической решетки лазерным излучением и следующими из этого изменением ширины запрещенной зоны и непараболичности зоны проводимости. Не вдаваясь в подробности, заметим, что такое объяснение не исключается, имея в виду особенности рассеяния энергии в изолирующем арсениде галлия. Мы предприняли исследование ФМЭ эффекта в эпитаксиальных структурах арсенида галлия как в связи с практической важностью этих структур, так и в связи с тем, что имеются исследования спектров излучения этого материала при лазерном возбуждении, где однозначно зафиксирован разогрев электронного газа как при низких, так и при комнатной температурах [10].

Эксперименты выполнены на эпитаксиальных слоях арсенида галлия, выращенных на полуизолирующей подложке. Слои толщиной $d \approx 19$ мкм имели концентрацию электронов $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ с подвижностью $\mu_e \approx 5.1 \cdot 10^3$ см²/В·с при температуре 77 К. Образцы размерами 3.5×1.5 мм² были снабжены на концах контактами из Au/Ge—Ni, нанесенными по обычной для арсенида галлия технологии. Возбуждение осуществлялось излучением второй гармоники ($\lambda \approx 0.53$ мкм) лазера на ИАГ: Nd³⁺ с модулированной добротностью. Длительность импульсов на полувысоте $\Delta t_{imp} \approx 20$ нс, максимальная плотность энергии до 5 МВт/см². Излучение направлялось на образец с помощью цилиндрической линзы. Интенсивность возбуждения изменялась наборами нейтральных светофильтров, основная гармоника отфильтровывалась фильтром на стеклах марки СЗС. Регистрация импульсов фотоответа осуществлялась осциллографом с полосой пропускания 100 МГц. Эксперименты выполнены при комнатной температуре.

Результаты измерения фотоэдс при двух значениях внешнего магнитного поля представлены на рис. 1. При относительно слабом возбуждении наблюдается линейная зависимость между фотоэдс и интенсивностью возбуждающего излучения, которая затем переходит в сублинейный участок. Сублинейность растет с увеличением индукции магнитного поля. Одновременно наблюдается изменение формы и динамики фотоответа (рис. 1, вставка). При интенсивностях

возбуждения $I < 0.5$ МВт/см² форма сигнала фотоответа обычная: фронт импульса приблизительно повторяет фронт возбуждающего лазерного импульса, спад примерно экспоненциален с постоянной времени $t \approx 500$ нс при плотности потока лазерного излучения $I \sim 10^{23}$ кв./см² · с, уменьшающейся до $t \approx (10 - 20)$ нс при плотности потока $I \leq 10^{24}$ кв./см² · с. Начиная с $I > 10^{24}$ кв./см² · с, форма и динамика фотоответа существенно меняются. Фронт остается без изменений, но на спаде появляется резкий участок (рис. 1, в, вставка). С увеличением интенсивности возбуждения I глубина ступеньки растет вплоть до инверсии знака фотоответа (рис. 1, с, d, вставка). Начало спада сдвигается к фронту импульса и при некоторой интенсивности начинается «обрезание» импульса сверху. Значение индукции магнитного поля влияет в основном на величину сигнала.

Рассмотрим условия, создаваемые в GaAs возбуждением второй гармоникой неодимового лазера. Коэффициент поглощения возбуждающего излучения $a \approx 7 \cdot 10^4$ см⁻¹ [11]. Концентрация неравновесных носителей заряда у возбуждаемой поверхности при $I \sim (10^{24} - 10^{25x})$ кв./см² · с составляет, согласно [12], величину $\Delta n \sim (10^{18} - 10^{19})$ см⁻³, что значительно превышает равновесную концентрацию n_0 . Рекомбинация носит бимолекулярный характер с коэффициентом $B_r \approx 3.3 \cdot 10^{-10}$ см³/с [12]. Оценка времени жизни дает в этом случае величину $t \sim (10^{-10} - 10^{-11})$ с, что меньше наблюдаемых времен спада фотоответа. Неточность можно отнести на счет перепоглощения излучения и фотонного переноса возбуждения, которые существенно сказываются в материалах с высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации [13]. При коэффициенте биполярной диффузии $\mathcal{D} \approx 20$ см²/с [14] получаем, что диффузионная длина $L = \sqrt{\mathcal{D}\tau_e} \approx 10^{-4}$ см, т. е. превышает эффективную глубину проникновения лазерного излучения $1/\alpha \approx 10^{-5}$ см. Поверхность образцов специальной обработке не подвергалась, поэтому скорость поверхностной рекомбинации s можно считать большой. В таком случае концентрация неравновесных носителей заряда в образце описывается выражением [12]

$$\Delta n(x) = \frac{6\mathcal{D}}{B_r(x+C)^2}, \quad (1)$$

где $C = \sqrt{6\mathcal{D}s/B_r I}$. Из (1) следует, что при $X=0$ концентрация неравновесных носителей заряда $\Delta n(0)$ линейно зависит от интенсивности возбуждающего излучения I . Наблюдаемая до $I \leq 10^{24}$ кв./см² · с, линейная зависимость между интенсивностью возбуждения и величиной сигнала ФМЭ эффекта не противоречит рассмотренным выше условиям [3].

Как уже упоминалось, при дальнейшем увеличении интенсивности возбуждения наблюдается сублинейная зависимость амплитуды сигнала фотоответа от интенсивности лазерного импульса. Можно предположить, что отступление от линейной зависимости обусловлено приближением неравновесной проводимости возбужденного слоя к полной проводимости образца [3]. Тогда, однако, необъясненным остается изменение формы и динамики фотоответа, а также зависимость степени нелинейности от величины магнитного поля. Более убедительным, на наш взгляд, является следующее объяснение. При интенсивном лазерном возбуждении возможен как разогрев самого кристалла лазерным излучением, так и разогрев неравновесных носителей заряда. Поскольку лазерное излучение поглощается в тонком слое вблизи возбуждаемой поверхности, то в образце возникает огромный градиент температуры решетки T_L либо электронной температуры T_e . В магнитном поле наличие такого градиента приводит к возникновению термомагнитной э. д. с. E_{TME} , которая, судя по форме фотоответа, имеет к тому же отрицательный знак по отношению

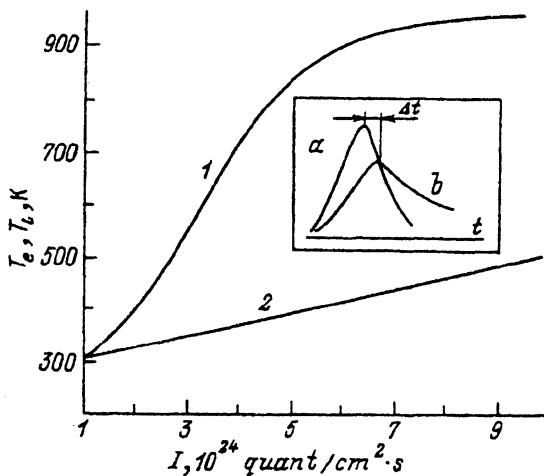


Рис. 2. Зависимость температуры электронов T_e (кривая 1) и температуры кристаллической решетки T_L (кривая 2) от интенсивности возбуждения. На вставке представлены огибающая лазерного импульса (а) и соответствующее этому импульсу нарастание температуры кристаллической решетки (б).

к знаку э. д. с. ФМЭ эффекта E_{PME} . В результате наблюдаемый фотоответ состоит из суммы двух эффектов

$$U = E_{PME} + E_{TME}. \quad (2)$$

Отметим, что при таком предположении увеличение степени сублинейности с увеличением магнитного поля становится понятным, имея в виду различную полевую зависимость E_{PME} и E_{TME} от магнитного поля [3, 15]. Сопоставим два возможных варианта этого явления: первый — термомагнитная э. д. с. возникает из-за разогрева кристаллической решетки лазерным излучением, второй — за возникновение термомагнитной э. д. с. ответственным фоторазогрев системы неравновесных носителей заряда. Рассмотрим вначале первый вариант.

Результат расчета температуры кристаллической решетки T_L GaAs в нашем случае, выполненного по методике работы [16], представлен на рис. 2 (кривая 2). Из него видно, что действительно имеет место некоторый нагрев решетки. При максимальных плотностях энергии лазерного излучения он не превышает 200 К. Экспериментальные значения, полученные в сходных условиях в работах [14, 17, 18], еще ниже. Очевидно, что при нагреве кристаллической решетки как электроны, так и дырки разогреваются одинаково, т. е. должно иметь место условие $T_e - T_n = T_L$. В случае высокого уровня возбуждения концентрация электронов и дырок одинакова $n = p = \Delta n$. Поэтому термомагнитный эффект, возникающий в таких условиях, должен был бы носить биполярный характер, как в случае полупроводника с собственной проводимостью. Последний, как известно, при рассеянии на оптических фононах или заряженных центрах должен быть всегда положителен [15]. Это не согласуется с экспериментальными результатами, которые становятся понятными лишь принимая, что положительная э. д. с. фотомагнитозлектрического эффекта суммируется с дополнительной э. д. с. отрицательного знака. Кроме этого, рассматриваемый вариант не объясняет наблюдаемой динамики фотосигнала. Действительно, как следует из рассмотрения динамики нагрева поверхности кристаллов лазерными импульсами наносекундной длительности, максимальная температура поверхности должна достигаться заметно позже максимума лазерного импульса. Согласно

проведенным нами расчетам, он достигается в момент времени 30 нс от начала лазерного импульса и его положение не зависит от интенсивности возбуждения. Следовательно, вызванный таким нагревом сигнал также должен запаздывать по отношению к лазерному импульсу. В эксперименте же наблюдается прямо противоположная картина — сдвиг максимума фотоответа к началу лазерного импульса.

Более убедительным, на наш взгляд, является второй вариант объяснения наблюдаемых результатов, а именно, термомагнитная э. д. с. возникает в результате разогрева электронного газа интенсивным лазерным излучением. Действительно, как хорошо известно из измерений спектров рекомбинационного излучения арсенида галлия в аналогичных условиях [10], электронный газ является сильно разогретым по отношению к кристаллической решетке. Соответствующая зависимость электронной температуры в интересующем нас диапазоне интенсивности возбуждения, полученная по данным работы [10], представлена на рис. 2 (кривая 1). При максимальных интенсивностях I температура электронов $T_e \approx 920$ К значительно превышает температуру решетки $T_L \approx 480$ К. Поэтому логично заключить, что именно увеличение электронной температуры и соответствующий ее градиент ответственны за возникновение термомагнитной э. д. с. В таком случае полный сигнал фотоответа U представляет собой сумму собственно фотомагнитоэлектрического фотоответа U_{PME} и электронного термомагнитоэлектрического фотоответа U_{ETME} , возникающего за счет разогрева электронного газа

$$U = U_{PME} + U_{ETME}. \quad (3)$$

U_{ETME} имеет отрицательный знак, что, как и в случае InAs [5], объяснимо монополярным характером разогрева в сочетании с рассеянием на оптических фонах и примесях и непараболическостью зоны проводимости. Тогда соответственно становится легко объяснимым и наблюдаемое изменение формы и динамики сигнала фотоответа. Действительно, сама возможность введения понятия электронной температуры T_e в качестве параметра предполагает наличие квазитермодинамического равновесия в электронной системе во время действия лазерного импульса. Температура электронов, как следует из данных работы [10], может быть аппроксимирована степенной зависимостью вида $T_e = A_e I / I_0^{a_e}$, где параметры $I_0^1 \approx 10^{24}$ кв./см² · с, $A_e \approx 196$ К, $a_e \approx 0.98$. Иначе $T_e \sim I^{a_e}$, где $a_e > 0$. Поэтому момент достижения любого фиксированного значения температуры T_e с ростом интенсивности импульса I сдвигается к началу импульса. Тем самым объясняется сдвиг начала инверсии знака фотосигнала к фронту импульса и «обрезание» фронта сверху.

Таким образом, приводимые результаты исследования показывают, что в эпитаксиальных слоях арсенида галлия при интенсивности лазерного возбуждения $I \approx (10^{24} - 10^{25})$ кв./см² · с сигнал фотоответа состоит из двух составляющих: собственно фотомагнитоэлектрического сигнала, обусловленного градиентом концентрации неравновесных носителей заряда U_{PME} , и электронного термомагнитного сигнала U_{ETME} , возникающего в результате разогрева электронов лазерным излучением. Этим мы не оспариваем, однако, интерпретацию похожих результатов работы [9], поскольку последние получены при более высоких интенсивностях возбуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. Krotkus. Int. J. Optoelectron., 5, 483 (1990).
- [2] П. П. Васильев. Квант. электроника, 17, 268 (1990).
- [3] Ю. И. Равич. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., (1967).

- [4] Г. Н. Галкин, И. Ягминас, Ю. Пожела, Е. Шатковский, А. Тамашявичюс. Proc. Int. Conference «RECON 79». Prague (1979).
- [5] E. Shatkovskii, A. Tamasevicius. Phys. St. Sol. (a), **42**, 111 (1977).
- [6] Р. А. Балтрамеюнас, А. Жакаускас, Г. Тамулайтис. ЖЭТФ, **91**, 1909 (1986).
- [7] Б. П. Захарченя, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, И. И. Решина. УФН, **136**, 459 (1982).
- [8] E. Shatkovskii, A. Tamasevicius. E. Matulionis. Phys. St. Sol. (a), **51**, К 97 (1979).
- [9] И. Н. Дубров, С. И. Козловский, Ю. М. Коростышевский, М. Д. Моин. ФТП, **24**, 763 (1990).
- [10] Е. В. Шатковский, А. А. Дюджулис. ФТП, **21**, 549 (1987).
- [11] В. И. Гавриленко, А. М. Грехов, Д. В. Корбутяк, В. Г. Литовченко. Оптические свойства полупроводников. Справочник. Киев (1987).
- [12] Л. М. Блинов, В. С. Вавилов, Г. Н. Галкин. ФТП, **1**, 1351 (1967).
- [13] М. С. Епифанов, Е. А. Боброва, Г. Н. Галкин. ФТП, **9**, 1529 (1975).
- [14] J. R. Meyer, M. R. Kruer, E. J. Bortoli. J. Appl. Phys., **51**, 5513 (1980).
- [15] Б. М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М. (1975).
- [16] Б. А. Григорьев, А. И. Голубков, С. Б. Григорьев. Таблицы для расчета нестационарных температур плоских тел при радиационном нагреве. М. (1987).
- [17] A. Paspieszczuk, M. A. Harith, V. Stricker. J. Appl. Phys., **54**, 3176 (1983).
- [18] А. В. Тамашявичюс, Е. В. Шатковский. ИФЖ, **38**, 922 (1980).

Редактор Т. А. Полянская