

07

Ограничение лазерных импульсов нано- и микросекундной длительности в компенсированном арсениде галлия

© И.В. Багров, А.П. Жевлаков, А.И. Сидоров

Научно-исследовательский институт лазерной физики, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 7 декабря 2000 г.

Представлены экспериментальные результаты по ограничению импульсного излучения с длиной волны $1.315 \mu\text{m}$ нано- и микросекундной длительности в компенсированном GaAs. Установлено, что существуют три области ограничения — за счет самодефокусировки излучения при однофотонном поглощении глубокими примесными уровнями и двухфотонном поглощении, а также за счет самофокусировки при образовании тепловой линзы.

Ограничению лазерного излучения за счет самодефокусировки при двухфотонном поглощении в полупроводниках посвящено большое количество исследований (например, [1–3]). Однако большинство экспериментальных и теоретических результатов получено для пикосекундного диапазона длительности лазерных импульсов, так как в этом диапазоне влияние на ограничение целого ряда эффектов — рекомбинации и диффузии носителей, нагрева среды и других — оказывается пренебрежимо малым. Это позволило получить в ряде полупроводников (ZnSe, GaAs, Si) предельно низкие энергетические пороги ограничения — до 10 nJ [3]. В данной работе приведены экспериментальные результаты по ограничению излучения с $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ нано- и микросекундной длительности в компенсированном GaAs.

Оптическая схема ограничителя состояла из двух стеклянных линз с фокусными расстояниями $F1 = 11 \text{ cm}$ и $F2 = 12 \text{ cm}$ и диафрагмы диаметром 6 mm , расположенной на расстоянии 41 cm от второй линзы (см. вставку на рис. 1, а). Нелинейный элемент — пластина из GaAs с $\rho \approx 1 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ толщиной 2 mm без антиотражающих покрытий — помещался в общую фокальную плоскость линз. Источником излучения служил фотодиссоциационный иодный лазер с $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$. При модуляции добротности длительность лазерного импульса была равна 50 ns

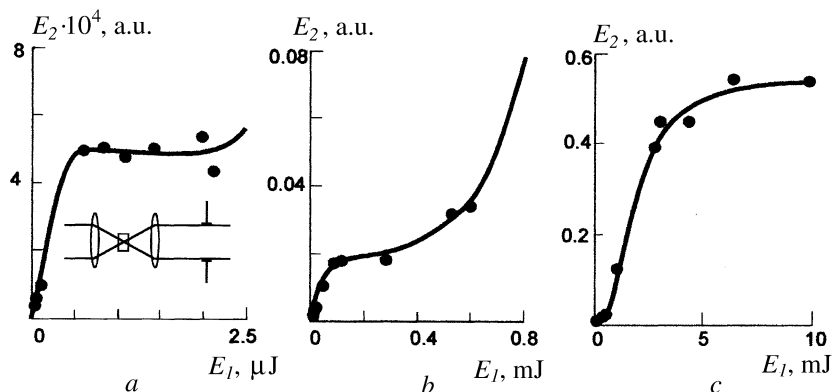


Рис. 1. Ограничение излучения в компенсированном GaAs для $\tau = 50$ ns. На вставке — оптическая схема ограничителя.

по основанию. В режиме свободной генерации длительность импульса увеличивалась до $6 \mu\text{s}$ по основанию. Эксперименты проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 показана зависимость энергии излучения на выходе ограничителя от энергии на входе для длительности лазерного импульса $\tau = 50$ ns. Из рисунка видно, что в компенсированном GaAs в данных условиях существует три области ограничения излучения: с энергетическим порогом $Q_{thr.} \approx 0.5 \mu\text{J}$ (рис. 1, *a*), с $Q_{thr.} \approx 100 \mu\text{J}$ (рис. 1, *b*) и с $Q_{thr.} \approx 2.5 \text{mJ}$ (рис. 1, *c*). Области ограничения разделены участками, где зависимость $Q_2(Q_1)$ близка к линейной. На рис. 2 показана характеристика ограничения для длительности лазерного импульса $\tau = 6 \mu\text{s}$. В данном случае имеют место лишь две области ограничения — с порогом $Q_{thr.} \approx 15 \mu\text{J}$ (рис. 2, *a*) и $Q_{thr.} \approx 500 \mu\text{J}$ (рис. 2, *b*). При $Q < 15 \mu\text{J}$ зависимость $Q_2(Q_1)$ линейна.

Для анализа полученных результатов были проведены оценочные расчеты энергетических порогов ограничения за счет двухфотонного поглощения и с учетом влияния на ограничение тепловых эффектов. При расчетах использовался коэффициент двухфотонного поглощения GaAs $\beta = 0.06 \text{cm/MW}$ для $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ [4] и температурный коэффициент показателя преломления $dn/dT = +1.6 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ [5]. Для компен-

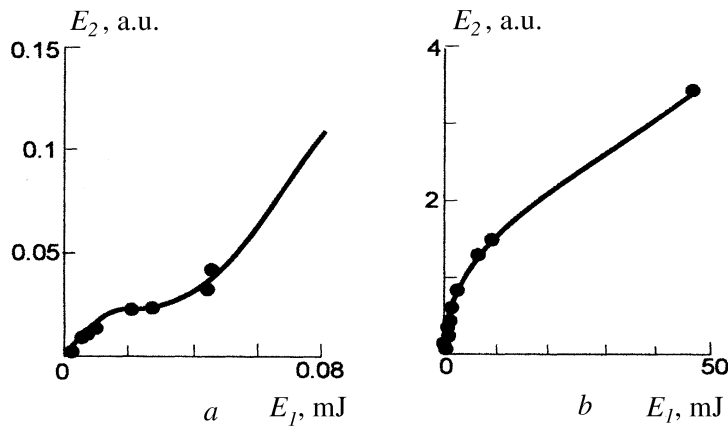


Рис. 2. Ограничение излучения в компенсированном GaAs для $\tau = 6 \mu s$.

сированного GaAs характерно наличие глубоких примесных уровней, расположенных на расстоянии $\Delta E = 0.3-0.7 \text{ eV}$ от края запрещенной зоны [6]. Данные уровни являются ловушками для носителей заряда, обеспечивая кристаллу полуизолирующие свойства. При поглощении фотонов с энергией $h\nu > \Delta E$ происходит переход носителей из связанного в свободное состояние. Увеличение концентрации носителей приводит к возникновению в области воздействия излучения отрицательной динамической линзы, на которой происходит дефокусировка излучения. Данный эффект является причиной возникновения области ограничения с $Q_{thr.} = 0.5 \mu J$ для $\tau = 50 \text{ ns}$ и $Q_{thr.} = 15 \mu J$ для $\tau = 6 \mu s$. Процесс поглощения на примеси является однофотонным, благодаря чему обеспечивается столь низкий порог ограничения. Несмотря на то что данный процесс является линейным, он приводит к появлению нелинейно-оптического эффекта — ограничению излучения. Это связано с нелинейностью динамической линзы, свойства которой определяются соотношением скорости генерации носителей и скорости обратного процесса — захвата носителей ловушками, а также процессами диффузии носителей. Процесс ограничения за счет примесного поглощения прекращается после того, как все носители, связанные в ловушках в области воздействия излучения, переходят в свободное состояние.

Области ограничения с $Q_{thr.} = 100 \mu\text{J}$ для $\tau = 50 \text{ ns}$ и $Q_{thr.} = 500 \mu\text{J}$ для $\tau = 6 \mu\text{s}$ связаны с самофокусировкой излучения при двухфотонном поглощении. Данный эффект подробно рассмотрен в работах [1–3] для пикосекундной длительности лазерных импульсов. Особенностью нано- и микросекундного диапазона является то, что длительность импульса излучения становится сравнимой или превышает время жизни неравновесных носителей. Это приводит к увеличению порога ограничения при двухфотонном поглощении. Второй особенностью является существенное влияние на ограничение тепловых эффектов, так как за время импульса излучения возбужденная электронная подсистема успевает передать энергию кристаллической решетке. Так как у арсенида галлия $dn/dT > 0$ это приводит к образованию положительной динамической тепловой линзы, частично компенсирующей отрицательную линзу и тем самым уменьшающей динамический диапазон ограничения. В то же время, как видно из рис. 1, *c* для $\tau = 50 \text{ ns}$, в результате самофокусировки излучения на положительной тепловой линзе и благодаря тому, что $F2 > L$, возникает третья область ограничения с $Q_{thr.} = 2.5 \text{ mJ}$. Данная область отсутствует для $\tau = 6 \mu\text{s}$, так как за время импульса происходит заметное растекание тепла из области воздействия и возникающая слабая тепловая линза оказывает лишь компенсирующее действие на отрицательную линзу, что приводит к увеличению наклона зависимости $Q_1(Q_2)$ (рис. 2, *b*). При анализе не учитывалось влияние на ограничение излучения электрооптического эффекта в GaAs. Однако в результате диффузии неравновесных носителей из области воздействия излучения может возникать изменение показателя преломления, связанное с электрооптическим эффектом во внутреннем электрическом поле. Влияние данного эффекта на процесс ограничения излучения требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, благодаря однофотонному поглощению на глубоких примесях в компенсированном GaAs появляется возможность значительно уменьшить порог ограничения даже для лазерных импульсов микросекундной длительности. Для импульсов наносекундной длительности при выполнении условия $F2 < 1$ возникает дополнительная область ограничения за счет самофокусировки излучения на тепловой линзе.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант № 1454).

Список литературы

- [1] *Boggess T.F., Moss S.C., Boyd I.W.* et al. // Optics Letters. 1984. V. 9. N 7. P. 291.
- [2] *Hermann J.A.* // J. Opt. Soc. Am. 1984. V. 1. N 5. P. 729.
- [3] *Van Stryland E.W., Wu Y.Y., Hagan D.J.* et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. V. 5. N 9. P. 1980.
- [4] *Azema A., Botineau J., Gires F.* et al. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 1. P. 24.
- [5] *Технологические лазеры. Справочник.* / Под ред. Г.А. Абилюсипова. М.: Машиностроение, 1991. Т. 2. 543 с.
- [6] *Арсенид галлия. Получение и свойства* / Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова. М.: Наука, 1973. 471 с.