

УДК 535.876.22
© 1991

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ В GaAs В ОБЛАСТИ ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

А. Л. Хромов, А. А. Камшилин, М. П. Петров

Экспериментальная методика, основанная на анализе состояния поляризации отраженной волны при вырожденном четырехволновом взаимодействии впервые применена для исследования процессов формирования голограмм в кристаллах полуизолирующего GaAs под действием мощных пикосекундных импульсов. Показано, что в рассматриваемых условиях наряду с фоторефрактивной голограммой в кристалле формируется также и фазовая несмещенная решетка, обусловленная сдвигом плазменной частоты при фотогенерации значительного числа свободных носителей (решетка Друде-Лоренца).

1. Постановка задачи

В последнее время наблюдается значительный рост интереса к использованию фоторефрактивного эффекта в кристаллах полуизолирующего арсенида галлия [1-3], обусловленный высокой подвижностью свободных носителей в нем и вытекающим отсюда потенциально весьма высоким быстродействием кристаллов GaAs как реверсивной голографической среды. Наряду с исследованием ряда особенностей собственно фоторефрактивного эффекта получены свидетельства в пользу существования в данных кристаллах иных нелинейно-оптических механизмов, которые по своей эффективности могут при определенных условиях превосходить фоторефракцию [2]. Однако свидетельства эти при всей их убедительности носят в большинстве своем косвенный характер.

Механизмы, обуславливающие нелинейно-оптические свойства полупроводников, весьма разнообразны по своей природе [4], и их экспериментальное исследование может в ряде случаев предоставить ценную информацию относительно электронных свойств полупроводниковых кристаллов, а также о природе и свойствах примесных центров в них, когда речь идет об области примесного поглощения. Однако, как правило, в кристалле реализуется несколько возможных механизмов одновременно, причем опробованные к настоящему моменту методики позволяют наблюдать лишь результат их совместного действия и оставляют открытым вопрос об особенностях и вкладе каждого из них по отдельности.

Целью данной работы являлось экспериментальное доказательство возможности разделения различных механизмов формирования голограмм в кристаллах GaAs под действием пикосекундных световых импульсов с помощью методики, основанной на анализе состояния поляризации волны, продифрагировавшей на этой голограмме.

2. Методика эксперимента

В основу методики проведенных исследований нами было положено явление дифракции света с поворотом плоскости поляризации на 90° по отношению к прошедшему лучу [5, 6] на записанной в кубическом фото-

рефрактивном кристалле объемной голограмме. Если же записанная в кристалле голограмма обусловлена какими-либо иными причинами помимо фоторефракции, то состояние поляризации дифрагированного света будет иным и тем самым, как отмечалось нами в [6, 7], анализ этого состояния позволит судить о физической природе голограммы.

Схема оптической части экспериментальной установки показана на рис. 1. В качестве источника когерентного излучения использовался импульсный YAG : Nd лазер ($\lambda = 1.06$ мкм) с пассивной синхронизацией мод, выходное излучение которого представляло собой гауссовский пучок (длительности пучка $T_n = 150$ нс) пикосекундных импульсов (длительность импульса $\tau_n \leq 300$ пс), разделенных временным интервалом, равным времени двойного обхода резонатора $T_1 = 10$ нс. Характерное значение пиковой мощности в одном пикосекундном импульсе вблизи центра пучка составляло примерно 1 МВт. Для справки укажем, что при этом экспозиция, сообщаемая одним импульсом, составляла $W_n \approx 3$ мДж/см², а сообщаемая всем пучком $W_n = N_n W_n \approx 45$ мДж/см², где $N_n = 15$ — примерное число импульсов в пучке. Голографическая решетка с периодом Λ записывалась s-поляризованными (т. е. линейно перпендикулярно плоскости падения) волнами I_1 и I_2 ($I_1/I_2 = 0.25$), пересекающимися в объеме монокристалла

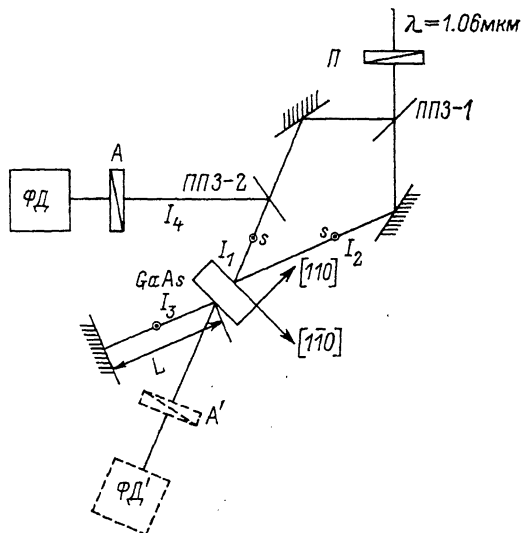


Рис. 1. Схема оптической части экспериментальной установки.

П — поляризатор; ППЗ-1,2 — полупрозрачные зеркала; А, А' — анализатор; ФД, ФД' — фотодетектор.

полуизолирующего арсенида галлия, ориентированного таким образом, что вектор решетки $K_p \parallel [110]$. Роль считывающей волны I_3 , также s-поляризованной, играла прошедшая через кристалл волна I_2 , возвращенная в него через время задержки $\tau_3 = 2L/c = 1$ нс. Тем самым исключалось когерентное взаимодействие волн I_1 и I_3 . Соотношение интенсивностей I_3/I_2 равнялось 0.4. В целом геометрия и другие условия эксперимента вполне соответствовали тем, которые необходимы для наблюдения поворота плоскости поляризации дифрагированной волны [5]. Для анализа состояния поляризации дифрагированной волны I_4 нами использовался анализатор А.

В ходе работы нами также исследована кинетика формирования фоторефрактивной голограммы при записи непрерывным лазером на той же длине волны. Схема этого эксперимента в целом аналогична представленной на рис. 1 с той разницей, что волна I_3 отсутствует, а анализатор А и фотодетектор ФД устанавливаются в положение А' и ФД' (рис. 1). Сигнал, регистрируемый фотодетектором ФД' на выходе анализатора А', развернутого на пропускание р-поляризованного (т. е. линейно в плоскости падения) света, обусловлен самодифракцией с поворотом плоскости поляризации волн I_2 на фоторефрактивной решетке, записанной ею же и волной I_1 . Поскольку выходной анализатор А' скрещен по отношению к входному поляризатору П, шумы в данной схеме обусловлены несовершенством кристалла и оптических элементов и численно характеризуются степенью подавления системы поляризатор П—кристалл—анализатор А' [8]. В наших экспериментах отношение сигнал/шум составляло примерно 10.

3. Результаты эксперимента

В результате проведенных исследований нами установлено, что дифрагированная волна I_4 содержит как s -, так и p -поляризованную компоненты, возникающие как результат дифракции считывающей волны I_3 на нефоторефрактивной и фоторефрактивной голограммах соответственно.

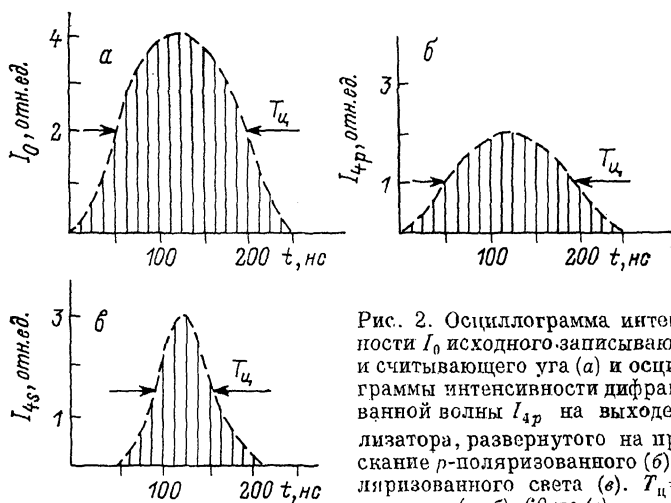


Рис. 2. Осциллограмма интенсивности I_0 исходного записывающего и считывающего угла (а) и осциллограммы интенсивности дифрагированной волны I_{4p} на выходе анализатора, развернутого на пропускание p -поляризованного (б) -поляризованного света (в). $T_u = 150$ (а, б), 60 нс (в).

б, в: относительные единицы одинаковы.

На рис. 2, а—в представлены интенсивности соответственно исходного записывающего пучка, p -поляризованного и s -поляризованного пучков. Обращает на себя внимание качественное отличие их огибающих. В то время как огибающие исходного пучка и пучка p -поляризованных импульсов (рис. 2, а, б) качественно аналогичны, огибающая s -поляризованных

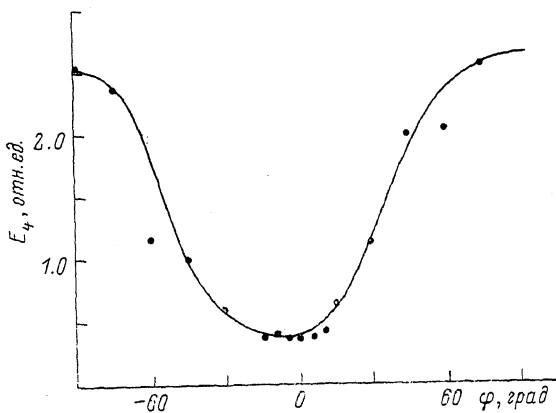


Рис. 3. Зависимость энергии дифрагированного пучка E_4 на выходе анализатора А от угла его разворота φ .

импульсов заметно, в 2—2.5 раза, заужена по сравнению с ними (рис. 2, а, в).

Исследования зависимости интенсивности продифрагированного света от пространственной частоты записываемой решетки показали, что в диапазоне значений K_p от $2.5 \cdot 10^4$ до $7.0 \cdot 10^4$ см $^{-1}$ интенсивность p -поляризованного пучка (т. е. луча, продифрагированного с поворотом плоскости поляризации на 90°) возрастает приблизительно пропорционально K_p^2 , в то время как интенсивность s -поляризованного пучка (т. е. продифраги-

ровавшего без изменения состояния поляризации) остается практически неизменной.

Нами также получена зависимость энергии дуга продифрагировавших импульсов на выходе анализатора A от угла его разворота φ (рис. 3). Точки $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=90^\circ$ соответствуют положениям анализатора, развернутого на пропускание p - и s -поляризованных компонент соответственно. Как видно из рис. 3, дифрагированный луч не может быть погашен никаким поворотом анализатора, что свидетельствует о том, что он является эллиптически поляризованным.

На рис. 4 представлена зависимость энергии дифрагированного дуга от энергии записывающего при двух различных ориентациях анализатора

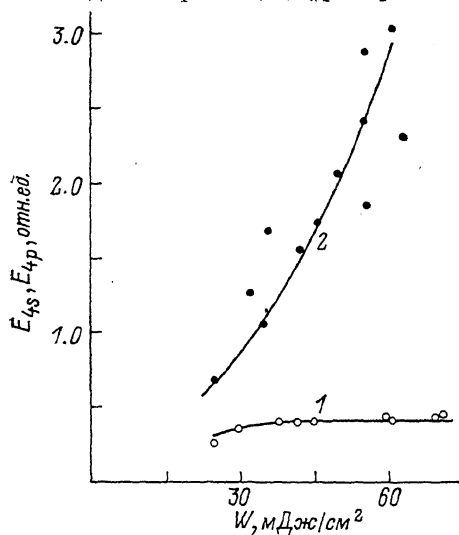


Рис. 4. Зависимость энергии дифрагированного дуга E_{4p} и E_{4s} (2) от экспозиции записи при различных ориентациях анализатора A . $\varphi=0$ (1), 90° (2).

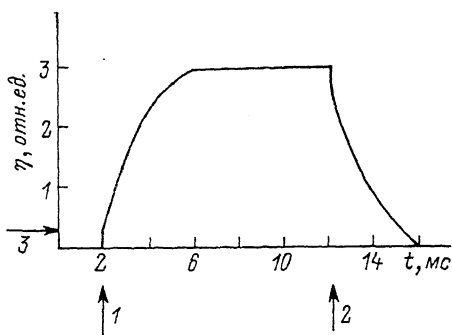


Рис. 5. Запись и стирание фоторефрактивной голограммы с дифракционной эффективностью η под действием непрерывного излучения интенсивностью $I_{\text{зап}}=50$ мВт/см².

1, 2 — моменты включения и выключения; 3 — уровень шума.

A . Данные зависимости носят качественно различный характер. В то время как энергия p -поляризованного дуга при изменении экспозиции записи в пределах от 30 до 60 мДж/см² остается практически неизменной, энергия s -поляризованного дуга возрастает с ростом W не медленнее, чем W^1 .

Результатом эксперимента по непрерывной записи фоторефрактивной голограммы явилась осциллограмма интенсивности света на выходе анализатора A' (рис. 5). Измеренная интенсивность с точностью до нормирующего множителя пропорциональна величине дифракционной эффективности голограммы. Данный результат дает основания утверждать, что запись и стирание голограммы требуют сообщения кристаллу примерно одной и той же экспозиции, равной 0.2 мДж/см².

4. Обсуждение результатов

Обратимся теперь к интерпретации процессов, происходящих в четырехволновой схеме. Наличие s - и p -поляризованных компонент в дифрагированной волне, а также качественно различное их поведение при изменении K_p (см. п. 3) позволяют, на наш взгляд, утверждать, что в рассматриваемых условиях эксперимента в кристалле GaAs существуют две решетки: одна — фоторефрактивная, амплитуда которой возрастает пропорционально K_p^2 и дифракция на которой сопровождается поворотом плоскости поляризации на 90° , другая — нефоторефрактивная, амплитуда которой от пространственной частоты не зависит и на которой считывающая волна I_3 дифрагирует без изменения состояния поляризации.

Эллиптический характер поляризации дифрагированного света означает, что между s - и p -компонентами его существует сдвиг фаз $\Delta\varphi$, причем, как видно из рис. 3, его величина близка к $\pi/2$. Это обстоятельство в свою очередь может быть связано с различным пространственным положением указанных решеток относительно интерференционной картины. Действительно, фоторефрактивная решетка, как известно [9], смещена по фазе на $\pi/2$ относительно интерференционной картины, а дифракция на ней именно в силу фазового ее характера сопровождается дополнительным сдвигом по фазе на $\pi/2$, и, таким образом, мы можем приписать p -поляризованной компоненте дифрагированного света значение фазы $\varphi_p = \pi/2 + \pi/2 = \pi$. Фаза же s -поляризованной компоненты $\varphi_s = \varphi_p - \Delta\varphi = \pi - \pi/2 = \pi/2$ складывается из пространственного рассогласования между нефоторефрактивной решеткой и интерференционной картиной, а также некоего дополнительного значения, равного нулю для амплитудной решетки и $\pi/2$ для фазовой. Таким образом, мы оказываемся перед необходимостью предположить, что нефоторефрактивная решетка является фазовой и несмещенной.

Обратимся далее к результатам, представленным на рис. 2, 4. Отмеченное выше равенство времен записи и стирания, а также близость интенсивностей I_3 и I_2 позволяют предположить, что каждый из импульсов считывающей волны I_3 полностью стирает голограмму, записанную предыдущими импульсами волн I_1 и I_2 . Однако, поскольку насыщение амплитуды фоторефрактивной решетки требует экспозиции 0.2 мДж/см², а характерные значения пиковых мощностей в нашем эксперименте таковы, что импульсы вблизи центра цуга сообщают кристаллу много большую экспозицию $W_n \approx 3$ мДж/см², мы можем утверждать, что каждый из импульсов записывающего цуга, за исключением лишь нескольких наиболее удаленных от центра, вновь насыщает амплитуду фоторефрактивной решетки. Таким образом, дифракция считывающих импульсов в каждом цикле запись—считывание (стирание) происходит на решетке с одним и тем же значением амплитуды, равным максимальному $E_{sc} = K_p (k_B T/e)$, в результате чего форма огибающей цуга сохраняется, что соответствует рис. 2, б. Кроме того, поскольку для стирания фоторефрактивной голограммы достаточно экспозиции 0.2 мДж/см², мы можем утверждать, что основная часть считывающего импульса достигает кристалла в тот момент, когда голограмма уже стерта и, следовательно, не вносит вклада в дифрагированную волну. Таким образом, при изменении W_n в пределах от 2 до 4 мДж/см² (чему соответствует изменение W_n от 30 до 60 мДж/см²) интенсивность волны, дифрагировавшей на фоторефрактивной голограмме, остается неизменной, что и подтверждается рис. 4.

Несколько иначе обстоит дело с записью нефоторефрактивной голограммы. Рис. 2, в показывает, что s -поляризованные импульсы группируются вблизи центра цуга. Это, на наш взгляд, связано с тем, что дифракционная эффективность η_{NPR} нефоторефрактивной решетки монотонно возрастает с ростом интенсивности записи I_0 , не испытывая насыщения, что подтверждается также и рис. 4. При этом связь интенсивности дифрагировавшего на ней света I_{4s} и I_0 оказывается нелинейной (поскольку $I_{4s} = \eta_{NPR}(I_0) I_3 \sim \eta_{NPR}(I_0) I_0$), что и приводит к деформации огибающей цуга.

Совокупность всех установленных в нашем эксперименте фактов позволяет сформулировать предположение о том, что нефоторефрактивная голограмма возникает вследствие пространственно-неоднородного фотовозбуждения значительного числа свободных носителей. Поясним, что, как известно, показатель преломления n световой волны в среде со свободными зарядами определяется значением параметра ω_p — плазменной частоты, которая в свою очередь зависит от концентрации свободных зарядов N . Таким образом, в условиях нашего эксперимента все три величины N , ω_p и N оказываются пространственно промодулированы. Для голограмм подобного типа широко используется также название решеток Друде—Лоренца.

В пользу такого предположения свидетельствует то, что, во-первых, решетка Друде—Лоренца является фазовой и несмещенной (см. п. 4 и рис. 3), во-вторых, ее амплитуда не зависит от пространственной частоты (см. п. 3) и, в-третьих, она не испытывает насыщения с ростом экспозиции W_n . Отметим также и то обстоятельство, что наш вывод находится в хорошем соответствии с результатами работы [2], где, однако, указано на то, что эффективный друде—лоренцевский механизм требует экспозиции $W_n \approx 10$ мДж/см². Различие с нашими данными $W_n \approx 3$ мДж/см² находится в пределах естественного разброса параметров различных образцов кристалла.

Итак, в данной работе методика, основанная на анализе состояния поляризации дифрагированной волны, впервые была применена для анализа процессов, происходящих в кристаллах полуизолирующего GaAs под действием мощных пикосекундных импульсов, что позволило получить прямые доказательства наличия в данных кристаллах голограмм различной физической природы. Кроме того, предлагаемая методика впервые позволила экспериментально доказать, что нефоторефрактивные решетки, возникающие в GaAs при импульсном возбуждении, являются фазовыми и несмещенными. Для объяснения их возникновения сформулированное в [2] предположение (решетки Друде—Лоренца) представляется вполне приемлемым.

Список литературы

- [1] Valley G. C., Smirl A. L. // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. N 2. P. 304—310.
- [2] Smirl A. L., Valley G. C., Bohnert K., Boggess T. F. // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. N 2. P. 289—303.
- [3] Walsh K., Hall T., Burge R. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 12. P. 1026—1028.
- [4] Optical Phase Conjugation // Ed. R. A. Fisher. N. Y., Academ. Press, 1983. P. 636.
- [5] Petrov M. P., Stepanov S. I., Kulikov V. V., Miridonov S. V. // Opt. Comm. 1979. V. 31. N 3. P. 301—305.
- [6] Петров М. П., Камшилин А. А., Хромов А. Л. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 23. С. 2152—2156.
- [7] Камшилин А. А., Мокрушина Е. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 4. С. 178—180.
- [8] Хромов А. Л., Камшилин А. А., Петров М. П. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 480—488.
- [9] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. С. 268.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 января 1991 г.