

ПЕРЕСТРОЙКА СВЕТОМ ШУМА $1/f$ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Экспериментально исследован обнаруженный ранее эффект перестройки светом шума типа $1/f$ в чистом эпитаксиальном GaAs. Изучены спектральные и температурные характеристики эффекта. Показано, что эффект возникает благодаря зона-зонному переходу носителей или переходу мелкий акцептор—зона проводимости. Сделан вывод об ответственности за эффект дырок, возникающих в кристалле при освещении. Высказано предположение о том, что шум $1/f$ в чистом GaAs при величине параметра Хоуге $\alpha \sim 8 \cdot 10^{-5} \div 10^{-3}$ обусловлен суперпозицией генерационно-рекомбинационных процессов.

Исследованию природы шума $1/f$ в полупроводниках посвящено несколько сотен теоретических и экспериментальных работ. Тем не менее, несмотря на более чем сорокалетние усилия, природа этого явления все еще в значительной мере не ясна (см., например, [1]).

Недавно в работе [2] сообщалось о сильном изменении спектра шума $1/f$ в чистом эпитаксиальном арсениде галлия под влиянием весьма слабого освещения, увеличивающего проводимость материала всего лишь на десятые доли процента. В настоящей работе излагаются результаты более подробного экспериментального исследования обнаруженного в [2] эффекта.

Исследовались образцы n -GaAs, выращенные методом газофазной эпитаксии на n^+ -подложке. Концентрация электро-

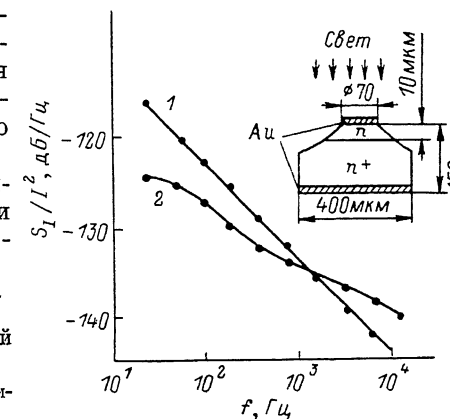


Рис. 1. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты анализа.

1 — без освещения, 2 — при освещении лампой накаливания. На вставке — форма и размеры образцов.

нов в эпитаксиальном слое составляла $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и в диапазоне $77 \div 500 \text{ К}$ от температуры не зависела. Подвижность электронов μ равнялась $\sim 0.7 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при комнатной температуре и $5 \div 7 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при 77 К . Форма и размеры образцов показаны на вставке к рис. 1.

В отсутствие освещения спектр токовых шумов имеет типичный для шума $1/f$ вид (рис. 1, кривая 1). Во всем измеренном диапазоне напряжений на образце спектральная плотность шума S_I пропорциональна квадрату тока I : $S_I \sim I^2$ [3]. Значение постоянной Хоуге α [4], рассчитанное из измеренных величин S_I/I^2 и электрофизических параметров образцов, для различных образцов лежит в пределах $\sim 8 \cdot 10^{-5} \div 10^{-3}$.

Освещение образцов светом обычной лампы накаливания с интенсивностью, обеспечивающей уменьшение сопротивления образца на $0.1\text{—}1\%$, приводит к полной перестройке шумового спектра (рис. 1, кривая 2). Видно, что в области низких частот анализа шум уменьшается, в области высоких частот — возрастает [2]. При освещении $S_I/I^2 \sim 1/f^{0.6}$. На рис. 2 для одного из образцов

для разных частот анализа показаны зависимости шума от длины волны падающего на образец света. Для получения этих зависимостей свет лампы накаливания пропусклся через спектрометр и затем фокусировался на образец. Видно, как и из рис. 1, что на низких частотах анализа освещение уменьшает уровень шума, на высоких — повышает. Ясно, что за эффект ответственны кванты света с длиной волны $\lambda \sim 900$ нм. Этой длине волны соответствует энергия фотонов $\varepsilon_\phi \sim 1.4$ эВ, близкая к ширине запрещенной зоны GaAs при 300 К.

Из рис. 2 следует также, что на достаточно высоких частотах анализа в области, где свет увеличивает шум, вклад в увеличение шума могут вносить и фотоны с энергией $\varepsilon_\phi > \varepsilon_g$ (рис. 2, кривые 4, 5). Для некоторых образцов

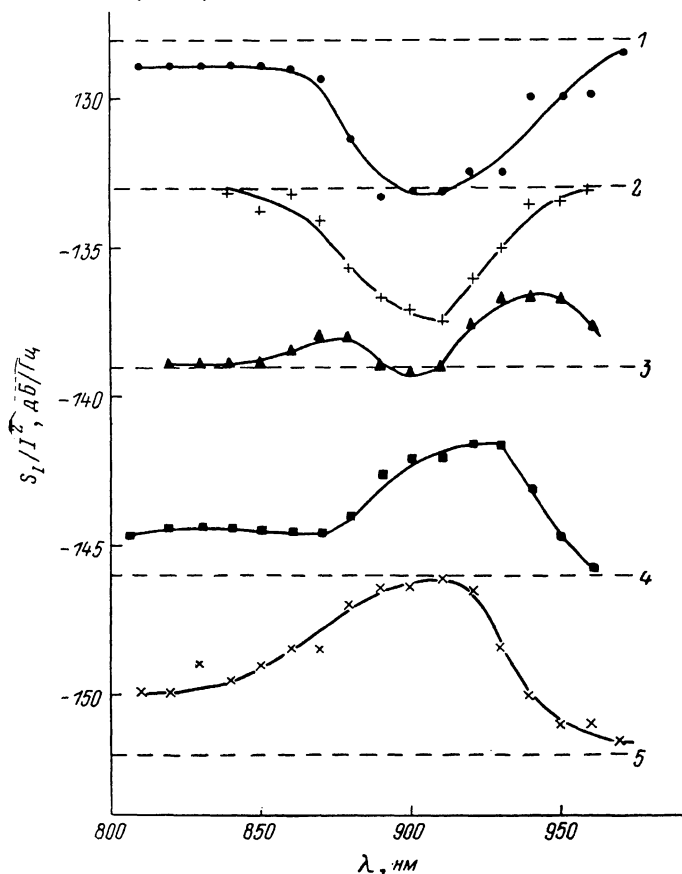


Рис. 2. Зависимость относительной спектральной плотности шума от длины волны падающего на образец света при $T=300$ К.

Частота анализа, Гц: 1 — 20, 2 — 80, 3 — 320, 4 — 1280, 5 — 5120. Для каждой частоты анализа штриховой линией показан темновой уровень шума.

увеличение шума на высоких частотах анализа наблюдалось вплоть до энергий фотонов $\varepsilon_\phi \leq 1.97$ эВ ($\lambda \sim 630$ нм).

С увеличением температуры максимум спектральной чувствительности эффекта смещается в область меньших энергий фотонов (рис. 3). На рис. 3 показаны зависимости $S_I/I^2(\lambda)$ при четырех разных температурах для образца, у которого зависимость $S_I/I^2(\lambda)$ обладает четко выраженным максимумом. Сопоставление температурной зависимости энергии фотонов, соответствующей максимуму на кривых $S_I/I^2(\lambda)$ (кривая 1'), с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны GaAs $\varepsilon_g(T)$ (кривая 2' [5]) показывает, что обе зависимости практически идентичны. Такой результат служит наиболее убедительным доказательством того, что эффект вызван не фотовозбуждением носителей с глубокого уровня на какое-либо возбужденное состояние в зоне [6], а зона-зонным переходом (или переходом мелкий акцептор—зона проводимости) [7].

В работе [2] сообщалось, что в условиях освещения вид зависимости $S_I/I^2(f)$ (рис. 1) заметно менялся с изменением напряжения на образце. Дополнительные опыты показали, что этот эффект возникал из-за саморазогрева образцов при увеличении смещения в условиях недостаточно совершенного теплоотвода. При достаточно хорошем теплоотводе ни темновой спектр шумов, ни зависимость $S_I/I^2(f)$ в условиях освещения от напряжения на образце не зависят.

В работе [2] сообщалось также, что при использованной форме образцов (см. вставку на рис. 1) увеличение диаметра образцов до $\sim 200 \div 250$ мкм приводило к исчезновению влияния освещения на зависимость $S_I/I^2(f)$. Было высказано предположение, что это обстоятельство обусловлено тем, что при такой форме образцов свет проникает в фаску только через боковую поверхность (фаску), а с увеличением диаметра свет перестает

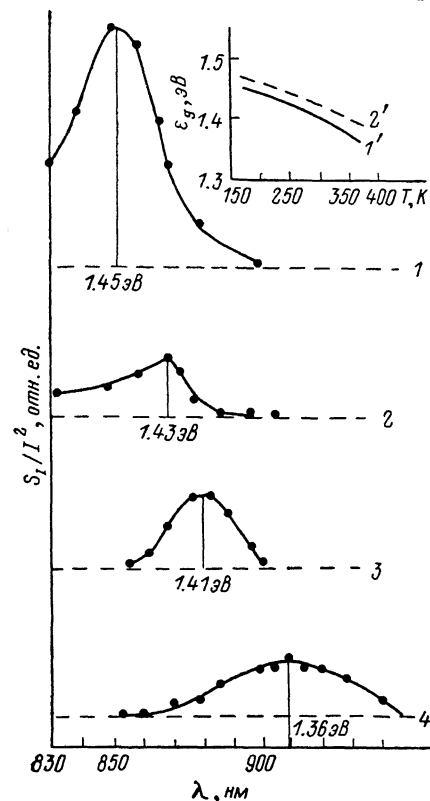


Рис. 3. Зависимость относительной спектральной плотности шума от длины волны света при различных температурах.

T, K : 1 — 170, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 370. Частота анализа 5120 Гц. На вставке: 1' — зависимость от температуры энергии фотонов, соответствующих максимуму на кривых $S_I/I^2(\lambda)$, 2' — зависимость $\epsilon_g(T)$ для GaAs [8].

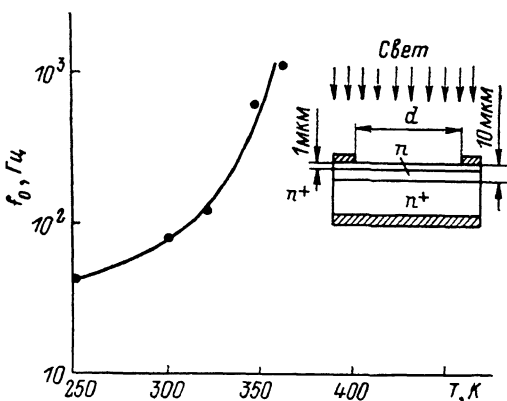


Рис. 4. Зависимость частоты f_0 от температуры.

На вставке — форма образцов, при которой увеличение диаметра d не меняет качественно параметров эффекта.

проникать в объем образца. Мы проверили это предположение, исследовав образцы, форма которых показана на вставке к рис. 4. Для таких образцов действительно никакое увеличение диаметра d в исследованном диапазоне ($d \sim 70 \div 250$ мкм) не меняло сколько-нибудь существенно параметров эффекта.

Улучшение теплоотвода, устранившее влияние саморазогрева образцов, позволило в гораздо более корректных, чем в [2], условиях исследовать влияние температуры на спектр токовых шумов в GaAs в области низких частот. При этом, согласно [8], было обнаружено заметное влияние температуры в диапазоне $170 < T < 370$ К на зависимость $S_I/I^2(f)$. Подробное изложение результатов температурных измерений выходит за рамки настоящей работы. Отметим только результат, имеющий непосредственное отношение к эффекту перестройки светом спектра токовых шумов.

Как видно из рис. 1, имеется частота анализа f_0 , при которой свет не влияет на уровень шумов (точка пересечения кривых 1 и 2 на рис. 1). С увеличением температуры значение f_0 монотонно возрастает (рис. 4).

Природа обнаруженного в [2] и исследованного в данной работе эффекта в настоящее время не ясна. В то же время заметная перестройка спектра фликкер-шумов в GaAs при изменении температуры [8] в сочетании с чувствитель-

ностью к освещению приводит к заключению, что в GaAs шум $1/f$, характеризующийся значением параметра $\alpha \sim 8 \cdot 10^{-5} \div 10^{-3}$, вызван суперпозицией генерационно-рекомбинационных процессов. Такое заключение полностью согласуется с результатами работ [3, 9], в которых установлено, что шум $1/f$ в GaAs вызван флуктуациями числа носителей (а не подвижности).

Тот факт, что за эффект перестройки светом спектра низкочастотных шумов ответствен зона-зонный переход, приводит к заключению, что перестройка шумового спектра светом происходит благодаря дыркам, возникающим при освещении GaAs. В самом деле, изменение концентрации основных носителей (электронов) на $\sim 0.1 \div 1$ % практически не изменяет положение квазиуровня Ферми для электронов. Однако дырки при концентрации $p \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, захватываясь на глубокие центры в GaAs, способны в сильной степени повлиять на зарядовые состояния центров [6] и, следовательно, на уровень и спектр низкочастотных шумов [10].

Авторы признательны М. И. Дьяконову за постоянный интерес к работе и В. С. Большот за изготовление образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коган Ш. М. — УФН, 1985, т. 145, в. 2, с. 285—328.
- [2] Вайнштейн С. Н., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. — Письма ЖТФ, 1987, т. 13, в. 11, с. 645—648.
- [3] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1651—1656.
- [4] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. — Rep. Progr. Phys., 1981, v. 44, N 5, p. 480—532.
- [5] Blakemore J. S. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 10, p. R123—R181.
- [6] Jiménez J., Hernández P., de Saja J. A., Bonnafé J. — Phys. Rev. B, 1987, v. 35, N 8, p. 3832—3842.
- [7] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 431 с.
- [8] Бердникова В. А., Усыченко В. Г. — В кн.: Тез. докл. IV Всес. конф. «Флуктуационные явления в физических системах». Пущино, 1985, с. 4.
- [9] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1830—1834.
- [10] Cook J. G., Muilwijk P., Blok J. — Physica, 1967, v. 35, N 1, p. 33—51.

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

Получена 25.09.1987
Прията к печати 14.12.1987