

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ШУМА В НЕСТАБИЛЬНЫХ GaP : N-СВЕТОДИОДАХ

Лисянский М. И., Лукьянчикова Н. Б.

В GaP : N-светодиодах обнаружено, что $1/f$ -шум диодного тока формируется двумя источниками. Показано, что один из них связан с флуктуациями диффузионной компоненты тока и полностью описывается формулой Кляйнпеннинга, выведенной в рамках модели μ -флуктуаций. Второй источник шума связан с протеканием рекомбинационной компоненты тока и формируется, по-видимому, в результате случайного характера захвата носителей на уровни в ОПЗ.

В одной из предыдущих работ [1] мы показали, что в некоторых GaP : N-светодиодах $1/f$ -шум удается описать, предполагая, что он формируется диффузионной компонентой тока в результате флуктуаций подвижности неосновных носителей заряда [2, 3]. Мы нашли, что количественное согласие теории и эксперимента наблюдается при значениях постоянной Хоуге $\alpha \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Аналогичное значение постоянной Хоуге было получено при исследовании $1/f$ -шума в диодных структурах на основе Si [3].

В то же время имеются сообщения о том, что в транзисторных структурах наблюдались существенно меньшие значения α , например $\alpha \sim 10^{-6}$ [4]. Так как в настоящее время величина α , по-видимому, уже не может считаться постоянной, то значения $\alpha \sim 10^{-3}$ не являются достаточным доказательством того, что наблюдаемый шум связан с флуктуациями подвижности носителей заряда. Поэтому нам представляется целесообразным проанализировать влияние другого параметра, определяющего, согласно модели флуктуаций подвижности [3], уровень шума диода; этот параметр — время жизни неосновных носителей заряда.

Такая возможность появилась в процессе исследований GaP : N-светодиодов. В отличие от светодиодов, которые изучались в [1], технология получения настоящих светодиодов была несколько изменена: концентрация примеси азота в них была на порядок ниже и составляла $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$. Исследуемая структура представляла собой p^+n -диод, причем n - и p^+ -слои выращивались последовательно на подложке n^+ -типа методом жидкофазной эпитаксии. Концентрации доноров (S) и акцепторов (Zn) составляли: $N_D = (1 \div 7) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_A = (1 \div 4) \times 10^{18}$ см $^{-3}$.

Главной особенностью рассматриваемых светодиодов являлось наличие у них нового эффекта — нестабильности параметров. Суть нестабильности видна на рис. 1 и состоит в медленном спадаении во времени (минуты) диффузионного тока (кривая 1) и одновременном росте яркости свечения (кривая 2) при неизменном напряжении на образце. Заметим, что рассматриваемые диоды обладают «памятью», т. е. при повторном включении через некоторый промежуток времени ток и яркость имеют не исходные значения, а оказываются примерно такими же, что и до выключения диода, т. е. указанная нестабильность при повторном включении диода либо вообще отсутствует, либо очень незначительна (наблюдается состояние стабильной яркости). При комнатной температуре «память» может быть достаточно долговременной (дни, недели). Для того чтобы вернуть диод в исход-

ное (нестабильное) состояние, необходимо отжечь его при температуре 100 °C в течение 2-3 ч.

Причины такой нестабильности параметров диода можно выяснить, проанализировав выражение для величины прямого диффузионного тока в резком p^+-n -переходе

$$I_{\text{дифф}} \approx e p_0 \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \exp\left(-\frac{\varphi - eV}{kT}\right), \quad (1)$$

где p_0 — концентрация дырок в p -области диода, D_p и τ_p — коэффициент диффузии и эффективное время жизни дырок в n -области соответственно, φ — диффузионный потенциал, V — прямое смещение на p - n -переходе, T — температура, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона.

Из соотношения (1) видно, что спад тока при $V = \text{const}$ может быть обусловлен либо ростом диффузионного потенциала, либо ростом величины τ_p . Если причиной нестабильности является рост потенциального

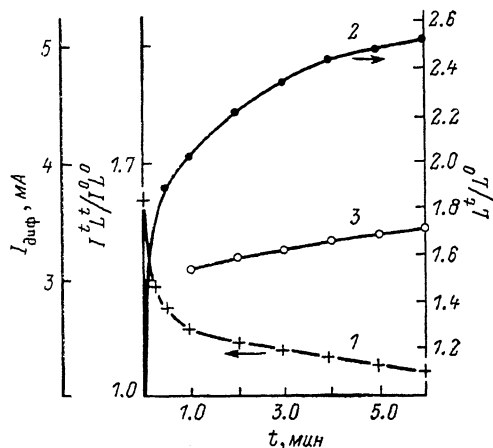


Рис. 1. Изменения во времени диффузионного тока диода $I_{\text{диф}}$ (I) и относительной яркости его свечения L^+/L^0 (2) при работе диода в режиме постоянного напряжения.

3 — отношение $I_{\text{диф}}^0 L^0 / I_{\text{диф}}^t L^t$ в различные моменты времени.

барьера, то наблюдалось бы уменьшение яркости свечения диода, синхронное с падением тока. Действительно,

$$L = \frac{\eta I_{\text{дифф}}}{e}, \quad (2)$$

где η — внешний квантовый выход люминесценции, который в данном предположении остается неизменным. Однако эксперимент показывает противоположную тенденцию изменения яркости во времени (кривая 2).

Предположим теперь, что наблюдаемые изменения обусловлены увеличением времени жизни дырок. В этом случае можно ожидать увеличения яркости свечения диода, так как обычно $\eta \sim \tau_p$ [5]. Учитывая, что $I_{\text{дифф}} \sim \frac{1}{\sqrt{\tau_p}}$,

получим из (2), что $L \sim \sqrt{\tau_p}$. Отсюда следует, что если нестабильность обусловлена постепенным изменением величины τ_p , то должно соблюдаться соотношение $L^t I_{\text{дифф}}^t / L^0 I_{\text{дифф}}^0 = \text{const}$, где L^t и $I_{\text{дифф}}^t$ — текущие значения яркости и диффузионного тока, а L^0 и $I_{\text{дифф}}^0$ — соответствующие значения параметров диода в исходном состоянии (при $t=0$). Оказалось, что это соотношение действительно неплохо подтверждается результатами эксперимента, что демонстрирует кривая 3 (рис. 1).

Хотя целью нашей работы не является выяснение причин увеличения времени жизни неосновных носителей в n -области диода, однако можно предполагать, что оно обусловлено захватом дырок на некие сложные центры. В результате параметры центров меняются и они перестают быть центрами быстрой рекомбинации. Примеры подобного преобразования центров приведены в [6, 7].

На рис. 2, а представлена вольтамперная характеристика (ВАХ) диода в исходном состоянии (кривая 1) и в состоянии стабильной яркости (кривая 2). Видно, что переход в состояние стабильной яркости сопровождается незначительным повышением уровня рекомбинационных токов, преобладающих в ВАХ

при $V \leq 1.55$ В. При этом диффузионная компонента, полученная путем разложения ВАХ, как уже говорилось, уменьшается (ср. кривые 1' и 2'). Следует отметить, что ощутимые изменения ВАХ, связанные с переходом диода из исход-

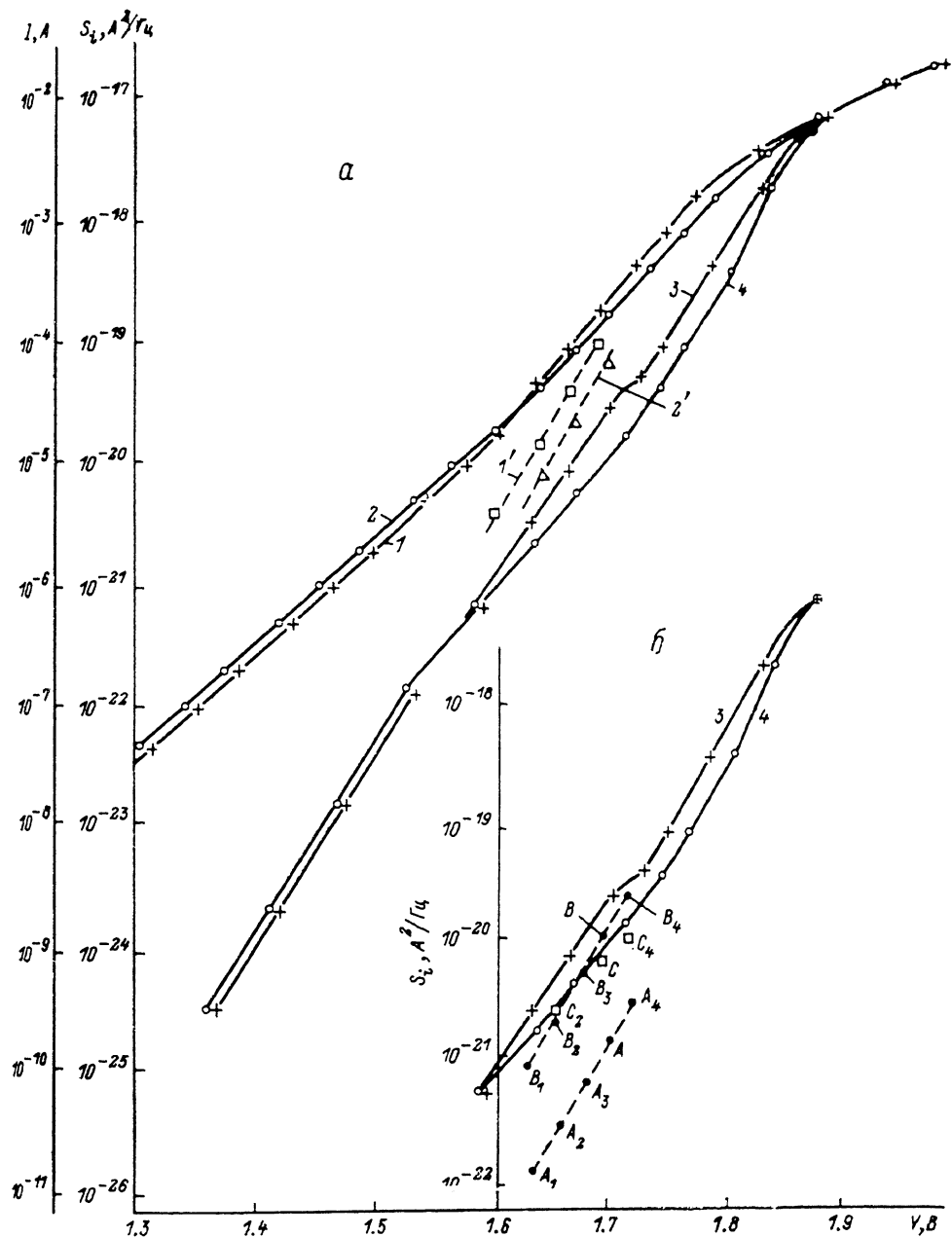


Рис. 2.

а — вольтамперная характеристика и зависимость уровня шума диода от напряжения в исходном состоянии (1, 3) и в состоянии стабильной яркости (2, 4); 1', 2' — диффузионные компоненты тока диода, полученные путем разложения ВАХ в обоих состояниях. б — фрагмент зависимости уровня шума от напряжения в исходном состоянии (3) и в состоянии стабильной яркости (4); точки A, A₁, A₂, A₃, A₄ и B, B₁, B₂, B₃, B₄ соответствуют значениям уровня шума $S_{i\gamma}^{ст}$ и $S_{i\gamma}^{нск}$, точки C, C₂ и C₄ — значениям уровня шума $S_{i\rho}$.

ного состояния в состояние стабильной яркости, начинают проявляться в процессе измерений лишь при токах, превышающих $5 \cdot 10^{-4}$ А. В этом мы смогли убедиться, уменьшая напряжение на диоде и наблюдая неизменность ВАХ в области рекомбинационных токов. Заметим также, что скорость изменений па-

раметров диода резко нарастает по мере увеличения значений его исходного тока.

Проследим теперь, как переход диода из одного состояния в другое, вызванный возрастанием времени жизни дырок, отражается на его шумовых характеристиках. Прежде всего отметим, что, как и в [1], наблюдаемый в диоде шум представлял собой флуктуации $1/f$ -типа. На рис. 3 показаны зависимости уровня токового шума от величины тока, протекающего через образец в исходном состоянии (кривая 1) и в состоянии стабильной яркости (кривая 2). Видно, что при переходе к состоянию со стабильной яркостью наблюдается падение уровня шума в переходной области токов, т. е. той области токов, в которой происходит быстрое возрастание вклада диффузионной компоненты в полный ток (ср. рис. 2, а и 3). При иных значениях токов шумовая характеристика осталась неизменной.

Постоянство уровня шума в области больших токов ($I \geq 10^{-3}$ А) не вызвало удивления, так как зондовые измерения шума, проведенные нами ранее на подобных структурах [8, 9], показали, что в этой области доминирует шум, формируемый в области омического контакта к p -слою.

Поведение шума в области меньших токов ($I < 10^{-3}$ А) требует подробного рассмотрения. Из тех же зондовых измерений нам известно, что этот шум формируется в области p - n -перехода.

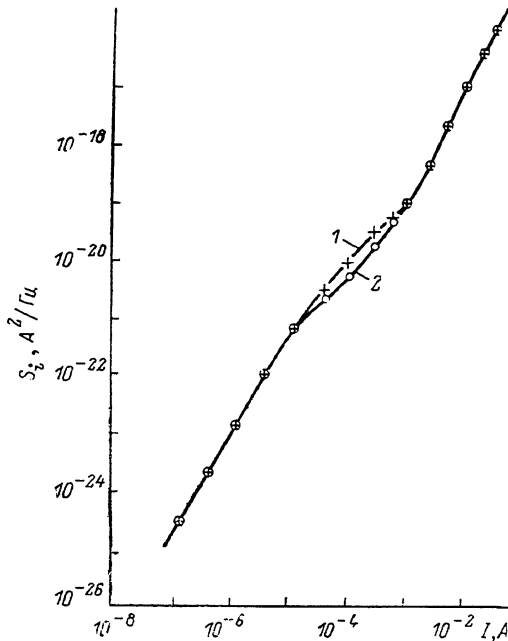


Рис. 3. Зависимость уровня шума диода от тока через него в исходном состоянии (1) и в состоянии стабильной яркости (2).

Как и в работе [1], он связан с протеканием тока термоактивационного характера, о чем свидетельствуют зависимости уровня шума от напряжения и температуры: $S_i \sim \exp(eV/kTn)$, где $n=1 \div 1.6$, причем $n \neq n(T)$.

Зависимости уровня шума от напряжения, измеренные в исходном состоянии и в состоянии стабильной яркости при комнатной температуре, представлены на рис. 2, а кривыми 3 и 4 соответственно. Видно, что эти зависимости экспоненциальны в области преобладания рекомбинационных токов (назовем ее областью малых токов), а при напряжениях, соответствующих переходной области токов, как правило, наблюдается заметное замедление роста уровня шума.

Сходное замедление имеет место и на зависимости уровня шума от тока. Здесь также наблюдаются два характерных участка (рис. 3): в области малых токов $S_i \sim I^n$, где $n=(1.3 \div 2)$, а в переходной области токов наклон шумовой характеристики ниже и зависит от того, в каком состоянии находится диод, причем заметим, что в состоянии стабильной яркости $n \approx 1$.

Напомним, что наиболее характерной особенностью переходной области является резкий рост вклада диффузионной компоненты в полный ток. Последняя, как известно, формируется потоком неосновных носителей, рекомбинирующих в квазинейтральной области диода. Поэтому представляется целесообразным связать изменения уровня шума в переходной области токов с изменениями диффузионной компоненты тока, происходящими при переходе от исходного к стабильному состоянию диода. Это предположение кажется тем более оправданным, что, согласно модели флуктуаций подвижности носителей заряда,

уровень $1/f$ -шума диффузионного тока зависит от величины времени жизни неосновных носителей заряда в диоде [3] следующим образом:

$$S_{ig} = \frac{eaI_{\text{дифф}}}{4f\tau_p}, \quad (3)$$

где a — постоянная Хоуге, обычно равная $2 \cdot 10^{-3}$, f — частота, e — заряд электрона.

Как видно из соотношения (3), наблюдается качественное согласие эксперимента с теорией: рост τ_p , происходящий при переходе от исходного состояния к состоянию со стабильной яркостью, согласно (3), как раз и должен вызывать уменьшение величины S_{ig} . Что же касается количественного согласия теории с экспериментом, то здесь ситуация далеко не однозначная. При постоянном напряжении на диоде, согласно (3), (1), между значениями шума в исходном состоянии $S_i^{\text{исх}}$ и в состоянии со стабильной яркостью $S_i^{\text{ст}}$ должны выполняться соотношения

$$\frac{S_i^{\text{исх}}}{S_i^{\text{ст}}} = \left(\frac{\tau_p^{\text{исх}}}{\tau_p^{\text{ст}}} \right)^{-3/2} = \left(\frac{I_{\text{дифф}}^{\text{исх}}}{I_{\text{дифф}}^{\text{ст}}} \right)^3. \quad (4)$$

Сравнение кривых I' и I'' на рис. 2, *a* показывает, что $I_{\text{дифф}}^{\text{исх}}/I_{\text{дифф}}^{\text{ст}} = 2$. Тогда, согласно (4), должно иметь место $S_i^{\text{исх}}/S_i^{\text{ст}} = 8$. В эксперименте наблюдаемые отношения $S_i^{\text{исх}}/S_i^{\text{ст}} \leq 2.5$ (ср. кривые 3 и 4 на рис. 2, *a*).

Попытаемся объяснить наблюдаемое количественное расхождение существованием еще одного источника шума. Заметим, что для такого предположения имеются достаточно веские основания, а именно: рассматриваемая модель не позволяет объяснить наличие перегиба на зависимости $S_i(V)$ (кривые 3 и 4 на рис. 2, *a*), постоянство уровня шума в области малых токов при наличии изменений времени жизни неосновных носителей в процессе перехода от исходного к стабильному состоянию (рис. 3). Последний факт вообще не позволяет связать формирование шума на участке малых токов с флуктуациями диффузионного тока, возникающими в результате особенностей рассеяния неосновных носителей заряда. Остается предположить, что шум в этой области обусловлен протеканием рекомбинационной компоненты.

Заметим, что в рамках модели флуктуаций подвижности шум может генерироваться и рекомбинационной компонентой тока I_p . В этом случае уровень шума должен описываться следующим соотношением [3]:

$$S_{ip} = \frac{2eaI_p}{3f\tau}, \quad (5)$$

где τ — время жизни электронно-дырочных пар в области пространственного заряда (ОПЗ). Однако экспериментальные результаты противоречат соотношению (5), так как $S_i \sim I_p^n$, где, как уже указывалось, $n = (1.3 \div 2) > 1$. Поэтому можно предположить, что шум рекомбинационного тока обусловлен флуктуациями ширины ОПЗ, возникающими из-за случайного характера захвата носителей на уровни дефектов в p - n -переходе [10, 11].

Итак, будем считать, что шум в переходной области формируется двумя источниками, которые мы обозначим S_{ip} и S_{ig} , причем один из них (S_{ip}) остается практически неизменным при переходе от исходного состояния к состоянию со стабильной яркостью (напомним, что уровень шума в области малых токов неизменен), а уровни второго (S_{ig}) в указанных состояниях различаются (обозначим их $S_{ig}^{\text{исх}}$ и $S_{ig}^{\text{ст}}$ соответственно) и зависят от времени жизни неосновных носителей заряда. В нашем случае в соответствии с (4) $S_{ig}^{\text{исх}}/S_{ig}^{\text{ст}} = 8$. Предположив, что источники S_{ip} и S_{ig} аддитивны, т. е. существуют независимо друг от друга (предполагаемые механизмы их формирования позволяют это сделать), а также найдя отношение уровней наблюдаемого шума в обоих состояниях ($S_i^{\text{исх}}/S_i^{\text{ст}}$) при некотором напряжении, например $V = 1.7$ В, составим следующую систему уравнений:

$$\frac{S_{i_g}^{ncx}}{S_{i_g}^{ct}} = \frac{S_{i_p} + S_{i_g}^{ncx}}{S_{i_p} + S_{i_g}^{ct}} = 2.1; \quad \frac{S_{i_g}^{ncx}}{S_{i_g}^{ct}} = 8. \quad (6)$$

Решая эту систему, получим $S_{i_p}/S_{i_g}^{ct} = 5.3$. Отсюда $S_{i_g}^{ct} = S_{i_p} + S_{i_g}^{ct} = 6.3S_{i_g}^{ct}$. На рис. 2, б представлен фрагмент зависимости $S_i(V)$ в исходном состоянии (кривая 3) и в состоянии стабильной яркости (кривая 4). Обозначим точкой А на этом рисунке уровень шума, соответствующий $S_{i_g}^{ct} = S_{i_g}^{ct}/6.3$ при $V = 1.7$ В. В свою очередь уровень шума $S_{i_g}^{ncx} = 8S_{i_g}^{ct}$ обозначим точкой В.

Записав системы уравнений, сходные с (6), для напряжений 1.64, 1.66, 1.68, 1.72 В и решив их, найдем значения $S_{i_g}^{ct}$ и $S_{i_g}^{ncx}$ при этих напряжениях и обозначим их точками A_1, A_2, A_3, A_4 и B_1, B_2, B_3, B_4 соответственно. Как видно из рис. 2, б, значения $S_{i_g}^{ct}$ и $S_{i_g}^{ncx}$ зависят от напряжения экспоненциально, причем наклон зависимостей $S_{i_g}^{ct}(V)$ и $S_{i_g}^{ncx}(V)$ в точности совпадает с наклоном зависимости $I_{дифф}(V)$ (кривые 1' и 2'). Такое поведение источника шума S_{i_p} находится в полном соответствии с выражением (3).

Проведем оценку величины постоянной Хоуге в выражении [3]. Поскольку измерения проводились на частоте 30 Гц, а типичные значения величины $\tau_p \approx 10^{-7}$ с [12], то $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$. Учитывая, что реальные значения τ_p могут отличаться от выбранного значения не более чем в 2—3 раза, полученное совпадение можно считать достаточно убедительным.

Таким образом, получено полное экспериментальное подтверждение существования $1/f$ -шума диффузионного тока, описываемого формулой (3), что представляется чрезвычайно важным в связи с происходящим в настоящее время обсуждением особенностей μ -флуктуаций [13].

Что касается второго из рассмотренных источников S_{i_p} , значения которого в переходной области обозначены точками C, C_2 и C_4 (рис. 2, б), то особенности его поведения и природа являются предметом дальнейших публикаций.

Список литературы

- [1] Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Лисянский М. И., Коган Л. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1424—1429.
- [2] Hooge F. N. // Phys. Lett. A. 1969. V. 29. N 3. P. 139—140.
- [3] Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1980. V. 98B. N 4. P. 289—299.
- [4] Kilmer J., van der Ziel A., Bosman G. // Sol. St. Electron. 1983. V. 26. N 1. P. 71—74.
- [5] Dapkus P. D., Haskett W. H. Jr., Lorimor O. G., Bachrach R. Z. // J. Am. Phys. Soc. 1973. V. 18. P. 414.
- [6] Трофименко В. И., Федорус Г. А., Шейнкман М. К. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 7. С. 1805—1813.
- [7] Stavola M., Levinson M., Benton J., Kimerling L. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 2. P. 832—839.
- [8] Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Лисянский М. И. // Матер. IV Всес. конф. «Флуктуационные явления в физических системах». Пушкино, 1985. С. 36—37.
- [9] Lukyanchikova N. B., Garbar N. P., Lisyanski M. I. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 87. P. 693—698.
- [10] Lauritzen P. O. // Sol. St. Electron. 1965. V. 3. N 1. P. 41—58.
- [11] Тарагута А. С., Чайка Г. Е. // УФЖ. 1968. Т. 13. В. 6. С. 931—938.
- [12] Albrecht H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1983. V. 30. N 4. P. 259—263.
- [13] Kiss L. B., Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1987. V. 145B. N 2. P. 185—189.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 1.11.1988
Принята к печати 13.07.1989