

- [3] Гуревич А. Вл., Минц Г. Г. — УФН, 1984, т. 142, в. 1, с. 61—98.
 [4] Автоволновые процессы в системах с диффузией / Сб. науч. тр. ИПФ АН СССР. Горький, 1981. 286 с.
 [5] Ваксер А. И., Гуревич Ю. Г. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 10, с. 3000—3005.
 [6] Ваксер А. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 2099—2102.
 [7] Толстихин В. И. — Микроэлектрон., 1986, т. 15, в. 5, с. 425—430.
 [8] Климовская А. И., Кириллова С. И., Снитко О. В. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 702—706.
 [9] Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1977. 256 с.
 [10] Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. — УФН, 1970, т. 128, в. 4, с. 625—666.
 [11] Гуревич Ю. Г., Шевченко С. И. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 2, с. 806—811.
 [12] Грибников З. С., Мельников В. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 6 (12), с. 1909—1913.

Институт радиофизики и электроники
 АН УССР
 Харьков

Получено 6.11.1987
 Принято к печати 25.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ, ОБЛУЧЕННОМ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Аврутин Е. А., Портной М. Е.

Важной задачей современной пикосекундной оптоэлектроники является существенное уменьшение времени жизни носителей заряда в полупроводниковом материале при сохранении его основных оптических характеристик. В работе [1] это достигнуто путем введения в матрицу исходного кристалла локальных областей с высокой скоростью захвата неравновесных носителей заряда (ННЗ), занимающих незначительную долю объема исходного материала. В [1, 2] такие области создавались путем облучения исследуемых образцов тяжелыми ионами. Считается, что при таком облучении вдоль треков торможения ионов образуются нити аморфизированного материала поперечным размером в несколько постоянных решетки со средним расстоянием между нитями, определяемым дозой облучения.

В [2] приведены данные измерения времени жизни ННЗ в GaAs, облученном ионами кислорода, и показано, что при дозах $\varphi > 10^{11}$ ион/см² τ уменьшалось до значений порядка 10^{-12} с без существенного изменения оптических свойств.

В настоящей работе получены простые приближенные выражения для времени жизни в полупроводнике, содержащем нити с высокой скоростью захвата ННЗ. Будем считать нити цилиндрами радиуса a , высотой h , среднее расстояние между ними $l = \sqrt{\varphi^{-1}}$, где φ — доза облучения. В условиях эксперимента [1, 2] выполняются соотношения $a \ll l \ll h$ и $a \ll L$, где L — длина свободного пробега ННЗ в кристаллическом веществе.

Согласно [3], плотность потока частиц на тело размером $a \ll L$ не зависит от формы тела и равна

$$j = n_0 \bar{v} / 4. \quad (1)$$

Здесь n_0 — концентрация частиц вдали от тела, \bar{v} — средняя абсолютная величина скорости частиц, для которых предполагается равное распределение по направлениям скорости. В случае максвелловского распределения частиц массой m с температурой T

$$\bar{v} = 4 (kT/2\pi m)^{1/2}. \quad (2)$$

Для определения времени жизни ННЗ рассмотрим режим стационарной генерации (например, световой) носителей в материале между нитями, которую будем характеризовать постоянной скоростью G , тогда $\tau = \langle n \rangle / G$, где $\langle n \rangle$ — средняя концентрация носителей в материале, при $a \ll L$ $\langle n \rangle \approx n_0$.

Считая, что все частицы, достигшие поверхности цилиндра, захватываются им, и пренебрегая рекомбинацией в объеме, приравняем поток частиц на один цилиндр к числу частиц, генерируемых в единицу времени в объеме, приходящемся на этот цилиндр:

$$\frac{n_0 \bar{v}}{4} 2\pi a h = G l^2 h,$$

тогда

$$\tau = 2l^2 / \pi a \bar{v}. \quad (3)$$

Для учета конечности скорости захвата частиц на цилиндр введем средний коэффициент R отражения частиц от поверхности цилиндра.

С учетом такого отражения получим

$$\tau = 2l^2 / \pi \bar{v} (1 - R). \quad (4)$$

Величину R можно связать с другим феноменологическим параметром — скоростью поверхностной рекомбинации S :

$$\frac{n_0 \bar{v}}{4} (1 - R) = \frac{n_0 (1 + R)}{2} S. \quad (5)$$

Тогда

$$\tau = \frac{1}{\pi} \frac{l^2}{a \bar{v}} + \frac{1}{2\pi} \frac{l^2}{a S}. \quad (6)$$

Заметим, что из (5) следует, что наибольшее возможное значение S (соответствующее $R=0$) есть $S_{\max} = \bar{v}/2$, что хорошо согласуется с результатом, полученным в [4] из строгого микроскопического рассмотрения.

Выражение (6) получено в предположении, что нити не заряжены. Однако, так как $\bar{v}_e > \bar{v}_h$, они заряжаются до некоторого (отрицательного) потенциала U .

Ограничимся в дальнейшем случае $R=0$ для обоих типов носителей. Согласно [3], обобщением выражения (1) для плотности электронного потока, падающего на отталкивающий цилиндр, является соотношение

$$j_e = \frac{n_0 \bar{v}_e}{4} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right). \quad (7)$$

Для плотности дырочного потока можно получить

$$j_h = \frac{n_0 \bar{v}_h}{4} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \left(1 - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{eV/kT}} t^2 \exp(-t^2) dt\right). \quad (8)$$

Величина U определяется равенством электронного и дырочного потоков на цилиндр. Тогда

$$j_e = j_h = \frac{n_0 \bar{v}_h}{4} f\left(\frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_h}\right). \quad (9)$$

Здесь

$$f(z) = \exp[x_0(z)] \left(1 - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{x_0(z)}} t^2 \exp(-t^2) dt\right),$$

$x_0(z)$ — корень уравнения

$$\exp(2x) \left(1 - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{x}} t^2 \exp(-t^2) dt\right) = z.$$

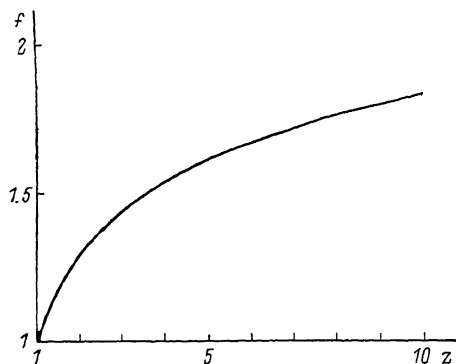
График функции $f(z)$ представлен на рисунке.

Из сказанного выше следует, что в качестве нижней оценки времени жизни относительно ухода на нити можно принять выражение

$$\tau = \frac{2}{\pi a \bar{v}_h \varphi f(\bar{v}_e/\bar{v}_h)}. \quad (10)$$

Для GaAs $\bar{v}_e/\bar{v}_h = \sqrt{m_h/m_e} \approx 2.5$, $f(2.5) \approx 1.4$, т. е. $\tau \approx 3 \cdot 10^{-12} (300 \text{ K}/T)^{1/2} \times (10^{-7} \text{ см}/a)(10^{11} \text{ см}^2/\varphi) \text{ с}$.

Заметим, что ННЗ рассматривались нами как классические частицы. Учет их квантовых свойств в рамках двумерного аналога нерезонансной модели ядерных реакций [5] приводит к тому, что радиусом захватывающего цилиндра необходимо считать величину $a + \lambda^*$, где $\lambda^* = \lambda/2\pi$, λ — де-бройлевская длина волны носителей; это приводит к дополнительному уменьшению рассчитанного времени жизни. Но, так как при рассматриваемых значениях T и φ поток на цилиндр создается в основном носителями с $\lambda^* \ll a$, это



Вид функциональной зависимости $f(z)$, используемой в выражениях (9), (10).

уменьшение не слишком существенно. По порядку величины и ходу зависимости от T и φ полученное выражение согласуется с экспериментом [2]. Расчетные значения времени жизни несколько меньше экспериментальных, что, по-видимому, связано прежде всего с наличием отражения носителей от нитей.

Авторы благодарны В. И. Перелю за исключительно полезные обсуждения, а также Е. Л. Портному за предоставление результатов работы [2] до ее публикации.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Журавлев А. Б., Портной Е. Л., Стельмах Н. М. — Письма ЖТФ, 1985, т. 12, в. 18, с. 1093—1098.
- [2] Журавлев А. Б., Марущак В. А., Портной Е. Л., Стельмах Н. М., Титков А. М. — ФТП, 1988, т. 22, в. 2, с. 352—354.
- [3] Каган Ю. М., Перель В. И. — УФН, 1963, т. 81, в. 9, с. 409—452.
- [4] Дмитриев С. Г. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1444—1447.
- [5] Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., 1954. 658 с.

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

Получено 26.02.1988
Принято к печати 25.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ИЗМЕНЕНИЕ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЛИТИЯ ПРИ КОМПЕНСАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ДРЕЙФА ИОНОВ

Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б.

Динамика установления концентрации при дрейфе ионов лития в электрическом поле теоретически рассмотрена в [1]. В настоящей работе изучено изменение градиента концентрации лития в процессе компенсации. Показано, что в окрестности p — n -перехода должно наблюдаться экспоненциальное убы-