

Также измерались потери в образце с концентрацией 2 %, выращенном на подложке, легированной Те до $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Они составили величину ~ 1 дБ/см для основной моды волновода.

Такая зависимость потерь света от концентрации In объясняется сдвигом края поглощения пленок InGaAs в сторону больших длин волн или его размытием.

На образцах с концентрацией In 2 % путем контактной фотолитографии и последующего ионного травления изготавливались полосковые гребенчатые волноводы с шириной ~ 3 мкм и высотой ~ 2 мкм. Для этой цели использовался фоторезист СК-17, а травление производилось в атмосфере CF $_4$ при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ Тор и плотности тока разряда ~ 75 мкА/см 2 . Волноводы располагались перпендикулярно направлению $\langle 110 \rangle$. Торцы готовились путем скалывания. Вид скола показан на рис. 3, б. Возбуждение волноводов осуществлялось с помощью объектива $\times 20$ NA=0.4. Размер пятна в фокусе объектива был равен 4 мкм. Для юстировки образца использовался трехкоординатный микропозиционер с точностью перемещения 0.5 мкм. Определение потерь производилось путем сканирования трека рассеяния фотоприемником. С этой целью образец приклеивался на торец волоконного жгута, расположенный на юстировочном столике, как показано на рис. 3, а, а с другого торца жгута производилось сканирование изображения трека фотоприемником с размером светочувствительной области 300 мкм. Измеренные потери света в волноводе составили величину приблизительно 5 дБ/см.

Таким образом, выполненные исследования указывают на возможность использования волноводов на основе структур In $_x$ Ga $_{1-x}$ As/GaAs ($x=2-4$ %) для разработки различных интегрально-оптических схем в диапазоне $1.3 \div 1.5$ мкм.

Список литературы

- [1] Das U., Bhattacharya P. K., Dhar S. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol 48. N 22. P. 1507—1509.
[2] Das U., Bhattacharya P. K. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 1. P. 341—344.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

01; 05; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

А. Х. Хоконов, М. Х. Хоконов

В основе теоретического рассмотрения каналирования заряженных частиц в кристаллах лежит введенное Линдхардом предположение о статистическом равновесии в поперечном фазовом пространстве [1].

В данной работе рассчитаны угловые распределения ультрарелятивистских электронов в предположении существования статистического равновесия. Наш анализ основан на численном решении кинетического уравнения типа Фоккера—Планка, которое ранее было получено Белошицким и Кумаховым [2]. Угловые распределения при плоскостном каналировании исследовались недавно в работе [3], при этом решалось соответствующее кинетическое уравнение. В работах [4, 5] были получены экспериментальные результаты по угловому распределению аксиально-канализованных электронов.

Пусть $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, z)$ — функция распределения электронов в аксиальном канале на глубине z , где $\mathbf{r}=(x, y)$, $\mathbf{p}=(p_x, p_y)$ — поперечные координаты и импульс электрона. Если потенциал щепочки $U(r)$ приближенно можно считать азимутально-симметричным, то электрон обладает двумя интегралами движения: поперечной энергией ε и угловым моментом μ относительно щепочки, направленной вдоль оси z :

$$\varepsilon = p^2/2m + U(r), \quad \mu = xp_y - yp_x, \quad (1)$$

где m — релятивистская масса электрона.

Предполагая, что распределение в поперечном фазовом пространстве азимутально-симметрично, и переходя к переменным r, ε, μ , имеем

$$\begin{aligned} dn &= f(r, \varepsilon, \mu, z) 2\pi d\varepsilon d\mu dr / v_r, \\ v_r &= (2/m)^{1/2} (\varepsilon - U - \mu^2/2mr^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где учтено, что в силу (1) $d\varepsilon d\mu = rv_r dp_y$, $dn = f dr dp$.

С другой стороны, после наступления статистического равновесия электроны с данной поперечной энергией ε и моментом μ распределены по радиусу r с вероятностью [3]

$$dw(r) = (Tv_r)^{-1} dr.$$

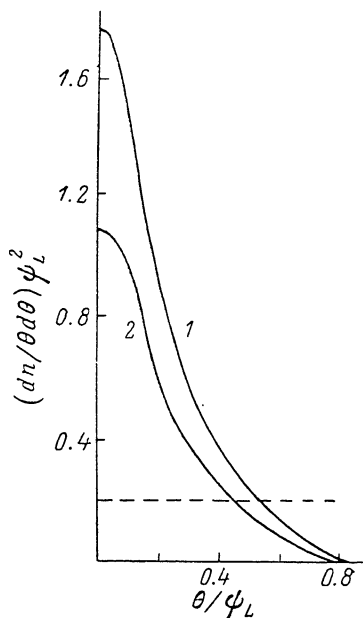


Рис. 1.

Здесь T — период поперечных радиальных колебаний электрона в канале. Тогда, если $F(\varepsilon, \mu, z)$ — функция распределения по поперечным энергиям и угловым моментам на глубине z , получаем

$$dn = (Tv_r)^{-1} F(\varepsilon, \mu, z) d\varepsilon d\mu dr. \quad (3)$$

После интегрирования по ε и μ формула (3) переходит в известное выражение для пространственного перераспределения потока аксиально-каналированных электронов [3]. Сравнивая (3) и (2), получаем функцию распределения электронов в фазовом пространстве на глубине z

$$f(r, \mathbf{p}, z) dr d\mathbf{p} = \frac{F(\varepsilon = p^2/2m + U, \mu = xp_y - yp_x)}{T(\varepsilon = p^2/2m + U, \mu = xp_y - yp_x)} \frac{dr d\mathbf{p}}{2\pi}. \quad (4)$$

Этот же результат можно получить исходя из микроканонического распределения в поперечном фазовом пространстве. Для электронов с данной поперечной энергией ε и угловым моментом μ это распределение имеет вид

$$f(r, \mathbf{p}, \varepsilon, \mu) dr d\mathbf{p} = \delta(\varepsilon - p^2/2m - U(r)) \delta(\mu - xp_y + yp_x) \frac{dr d\mathbf{p}}{\Omega(\varepsilon, \mu)}, \quad (5)$$

Нормируя распределение (5) на единицу, получаем, что $\Omega(\varepsilon, \mu) = 2\pi T(\varepsilon, \mu)$. Тогда, усредняя (5) по функции распределения по поперечным энергиям и угловым моментам $F(\varepsilon, \mu, z)$, получаем формулу (4).

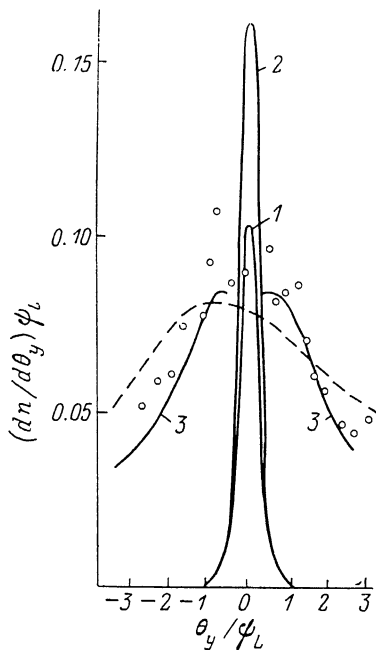


Рис. 2. Вертикальная проекция углового распределения электронов с энергией 10 ГэВ в кремнии $\langle 111 \rangle$.

Точки — экспериментальные значения для кристалла толщиной 800 мкм [3]. Штриховая линия — вертикальная проекция углов влета электронов, при этом горизонтальная проекция углов влета лежит в интервале $|\theta_x| < 1.15 \psi_L$. 1, 2 — теоретический расчет для толщин 800 и 30 мкм соответственно; 3 — расчет для надбарьерных электронов ($z=800$ мкм).

Формулами (5) и (4) можно пользоваться после наступления статистического равновесия в указанном выше смысле. Вопрос о времени наступления статистически равновесного распределения обсуждается в [6]. Для нерелятивистских протонов при аксиальном каналировании статистическое равновесие наступает после нескольких осцилляций в поперечной плоскости.

Поперечный импульс электрона связан с углом θ между вектором импульса p_0 и атомной цепочкой соотношениями $p_0 \approx \theta^{-1} p$, $p_0 \approx E/c$, где E — энергия электрона. Интегрируя (3) по поперечным координатам, получаем формулу для углового распределения каналированных электронов

$$\frac{dn}{d\Omega} = \left(\frac{E}{c}\right)^2 \int \frac{F(\epsilon = p^2/2m + U, \mu = xp_y - yp_x)}{T(\epsilon = p^2/2m + U, \mu = xp_y - yp_x)} \frac{dx dy}{2\pi}, \quad (6)$$

где $d\Omega = \theta d\theta d\varphi$, φ — азимутальный угол в пространстве поперечных импульсов.

На рис. 1 показаны результаты расчета углового распределения электронов с энергией 10 ГэВ, вышедших из монокристалла кремния $\langle 111 \rangle$, штриховая линия — угловое распределение в падающем пучке. Начальный угол падения электронов относительно оси $\langle 111 \rangle$ $\psi_m = 0$ при угловой расходимости $\delta \approx 6\psi_L$, где $\psi_L = (4Ze^2/dE)^{1/2}$ — критический угол Линдхарда. Начальный захват в канал при этом составляет $\sim 1.4\%$. Вследствие объемного захвата число электронов на глубине 30 мкм увеличивается до 10%. Это приводит к самофокусировке определенной части электронов пучка. Величина углового распределения в области максимума (при $\theta = 0$) увеличивается в ~ 8 раз (рис. 1, кривая 1). По мере проникновения электронов в кристалл число частиц в канале уменьшается и на глубине 800 мкм составляет уже 6.6% (рис. 1, кривая 2).

Сравнение наших расчетов с экспериментом на ускорителе в Серпухове [2] показано на рис. 2, где представлена вертикальная проекция углов выхода электронов с энергией 10 ГэВ из кремния $\langle 111 \rangle$. Видно, что число электронов с малыми относительно оси $\langle 111 \rangle$ углами в кристалле толщиной 800 мкм увеличивается по сравнению с первоначальным (штриховая кривая на рис. 2), несмотря на то, что к этому моменту электроны в канале успевают совершить ~ 100 оборотов вокруг оси. Сплошные кривые — результаты наших расчетов горизонтальной проекции углов выхода

$$dn/d\theta_y = \int \frac{dn}{\theta d\theta} (\theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}) d\theta_x / 2\pi.$$

Видно, что теория дает хорошее согласие с экспериментом по абсолютной величине в области максимума (рис. 2, кривая 1). Согласно расчетам, оптимальной толщиной для самофокусировки электронов при данных параметрах пучка является толщина ~ 30 мкм. Заметим, что эффект самофокусировки электронов, количественно рассмотренный выше, был впервые предсказан недавно в работе [7].

Таким образом, в отличие от случая аморфной среды многократное рассеяние при аксиальном каналировании отрицательных частиц приводит к самофокусировке частиц первоначального пучка, в результате чего число электронов, движущихся под углами к цепочке, меньшими критического угла каналирования, может увеличиться в несколько раз по сравнению с первоначальным.

Список литературы

- [1] Lindhard J. // Dan. Vid. Selsk. Fys. Med. 1965. Vol. 34. N 14. P. 1—47.
- [2] Белошицкий В. В., Куматов М. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 2. С. 462—472.
- [3] Белошицкий В. В., Старостин В. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 986—988.
- [4] Ганенко В. Б., Генденштейн Л. Э., Мирошниченко И. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 6. С. 397—401.
- [5] Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковская И. и др. Препринт ОИЯИ. № 1-84-639. Дубна, 1984.
- [6] Телегин В. И., Хоконов М. Х. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 7. С. 260—274.
- [7] Куматов М. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 13. С. 250—252.

Набардино-Балкарский
государственный университет
Нальчик

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
27 сентября 1988 г.