

первичных электронов измерялись в оже-спектрометре с четырехсечочным квазисферическим анализатором с тормозящим полем.

В качестве примера приведены недифференцированные спектры оже-электронов для поликристаллического ниобия и монокристалла вольфрама {110} (см. рисунок, а, б), записанные для чистых поверхностей в вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ Тор. После тщательной очистки мишеней (стержня ниобия $\varnothing 1$ мм прямонакальным термическим прогревом при $T=2300$ К в течение 12 ч, а пластины вольфрама путем прогрева электронной бомбардировкой в атмосфере кислорода при давлении $P_{O_2} \approx 10^{-7}$ Тор при $T=1800$ К, а затем вспышками до 2300 К в вакууме $\sim 10^{-9}$ Тор) в пределах чувствительности измерений в оже-спектрах не наблюдались никаких других оже-пииков, кроме пиков ниобия (а) и вольфрама (б). Положения оже-пииков по шкале энергий определены с точностью ± 1 эВ. Они хорошо совпадают с литературными данными. Поправка на контактную разность потенциалов между поверхностью образца и входной щелью анализатора не вводилась.

Методика измерений позволяла регистрировать как панорамный оже-спектр в интервале энергий от 80 до 600 эВ, так и отдельные оже-пиики. Максимальная величина оже-пииков была такой, что оже-сигнал достигал 80 % для ниобия и 50 % для вольфрама от уровня фона. НОЭ при соотношении сигнал / шум, равном 200 : 1.

Нам известно лишь несколько работ, в которых получены путем прямых измерений (без интегрирования) недифференцированные оже-спектры вольфрама [3-5]. Это объясняется сравнительно малыми коэффициентами относительной чувствительности для основных оже-переходов в атомах тяжелых элементов. Кроме того, в общепринятой методике регистрации оже-спектров малые значения отношения сигнал / фон обусловлены неизбежными вторичными электронами, вызванными неупругим рассеянием.

Хорошо разрешенные по энергии три близко расположенных оже-пиика вольфрама ($N_5N_6O_3 - 165$, $N_4N_7O_2 - 171$, $N_4N_6O_3 - 179$ эВ) (б) записаны при токе в пучке ~ 1 мА с энергией 2 кэВ при скорости развертки задерживающего потенциала 0.3 В/с. Для сравнения на рисунке, б штриховой кривой показаны оже-спектр вольфрама, теоретически рассчитанный в [6]. Наблюдается качественное совпадение его с измеренным нами спектром как по соотношению высот основных пииков, так и по их энергетическому положению.

Таким образом, использование геометрического фактора существенно повышает отношение сигнал / фон и позволяет записывать недифференцированные оже-спектры с достаточно большими оже-пииками. Наглядность таких спектров облегчает анализ экспериментальных данных, уменьшает возможность ошибок и делает метод электронной оже-спектропии более доступным для широкого круга исследователей.

Список литературы

- [1] Гомоюнова М. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 1137—1170.
- [2] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. Москва, 1969. 407 с.
- [3] Haas T. W., Grant J. T., Dooley G. E. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. N 4. P. 1449—1459.
- [4] Rawlings K. J., Hopkins B. J., Faulias S. D. // J. of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 1980. Vol. 18. N 1. P. 213—215.
- [5] Harrower G. A. // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. N 2 P. 340—347.
- [6] Chorkendorff I., Onsgaard J. // Phys. Scripta. 1983. Vol. 4. N 1. P. 165—168.

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

Поступило в Редакцию
16 мая 1988 г.

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

В. Н. Рудько

Теоретический и экспериментальный интерес к кристаллам со сверхрешеткой (КСС) стимулирован достижениями передовой технологии, основанной на методе молекулярной эпитаксии [1]. Отличие постоянных решетки материалов в чередующихся слоях приводит

к существованию упругих искажений в сверхрешетке, особенно заметных для направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ (при росте кристалла вдоль оси $\langle 100 \rangle$, см. рисунок). Исследование взаимодействия заряженных частиц с КСС позволяет получить информацию о характере и величине таких искажений. В этой связи отметим экспериментальные и теоретические работы по резонансному деканалированию в полупроводниковых сверхрешетках [2-5], а также работы по квантовой теории эффекта резонансного расщепления полос квазихарактеристического излучения [6, 7].

В настоящей работе мы исследуем особенности когерентного тормозного излучения (КТИ) в КСС. КТИ в монокристаллах подробно рассмотрено в работах [8-10]. Было показано, что при движении заряженной частицы в отсутствие каналирования вблизи главных кристаллографических плоскостей (осей) кристалла в спектрально-угловой зависимости интенсивности КТИ появляются максимумы, обусловленные интерференцией излучения от различных плоскостей (осей). Очевидно, что наличие одномерного крупномасштабного периодического потенциала, создаваемого сверхрешеткой, должно проявиться в спектрах КТИ.

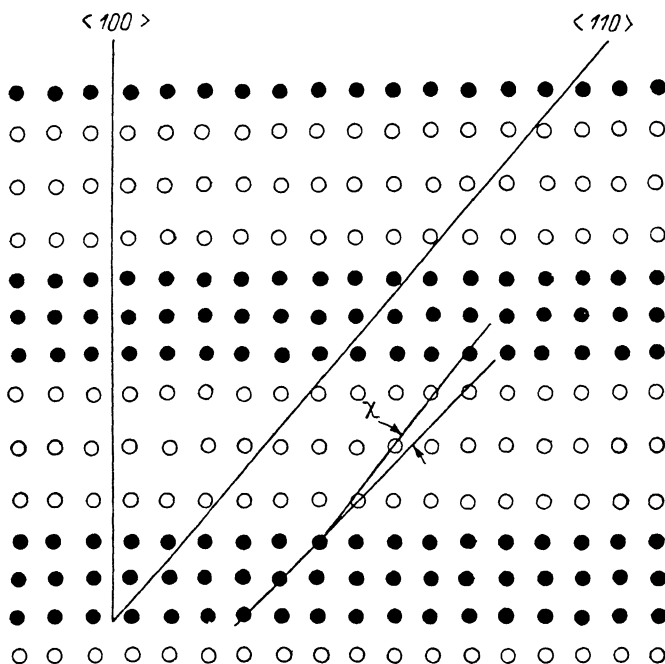


Схема кристалла со сверхрешеткой. Кружки различного цвета — атомы в соседних слоях. Ось $\langle 100 \rangle$ совпадает с направлением роста кристалла.

Рассмотрим заряженную частицу, движущуюся под углами ψ (к кристаллографической оси z) и α (между проекцией вектора скорости частицы v на плоскость (x, y) и осью x). Пусть углы ψ и α малы ($\psi \ll 1$, $\alpha \ll 1$), однако превышают соответствующие критические углы каналирования (КТИ при каналировании в кристаллах исследовано в [11-13]). Предполагается, что энергия частицы E достаточно велика, так что справедливо классическое описание ее движения. Пусть также $\varphi \ll 1/\gamma$ (γ — лоренц-фактор частицы). Тогда в нулевом приближении траекторию частицы можно считать заданной: $z=vt$, $x=v\psi t$, $y=v\psi \alpha t$, а интенсивность КТИ определяется величиной поперечного ускорения \ddot{r}_\perp .

После мелкомасштабного усреднения потенциала взаимодействия частицы с КСС по координате z его можно представить в виде $U(x, y) + V(x, y)W(z)$, где $W(z+L) = W(z)$ (L — период сверхрешетки вдоль оси z). $U(x, y)$ — усредненный непрерывный потенциал

цепочек атомов КСС, т. е. $\int_0^L W(z) dz = 0$. Функция $V(x, y)$ зависит от того, каким образом

искажен вдоль оси z однородный потенциал атомных цепочек. Так, если в качестве оси z выступает ось $\langle 100 \rangle$, то $V(x, y) = dU(x, y)$, где для КСС с чередующимися слоями одинаковой толщины $d = |Z_1 - Z_2| / (Z_1 + Z_2)$ (Z_1 и Z_2 — заряды ядер в соседних слоях). Если же ось z совпадает, например, с осью типа $\langle 110 \rangle$, то для реальных КСС потенциал сверхрешетки свя-

зан в основном с периодической деформацией оси $\langle 110 \rangle$ в чередующихся слоях $V(x, y) = 1/8L\chi\nabla_x U(x, y)$ (χ — угол, на который повернута рассматриваемая ось в соседних слоях КСС; см. рисунок).

Ускорения, необходимые для расчета спектра излучения, находятся из уравнения

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\perp} = -\frac{1}{m\gamma} \nabla_{\perp} [U(x, y) + V(x, y)W(z)], \quad (1)$$

откуда, раскладывая $U(x, y)$, $V(x, y)$ и $W(z)$ в ряды Фурье, в первом приближении получаем

$$m\gamma\ddot{x} = \frac{2\pi}{a_1} \sum_{\substack{k=1 \\ n=0}}^{\infty} k \sin \frac{2\pi kv\psi t}{a_1} \cos \frac{2\pi nv\psi at}{a_2} \times \\ \times \left(u_{kn} + v_{kn} \sum_{l=1}^{\infty} w_l \cos \frac{2\pi lvt}{L} \right), \quad (2)$$

где

$$w_l = \frac{2}{L} \int_0^L W(z) \cos \frac{2\pi lz}{L} dz, \\ u_{kn} = \frac{4}{a_1 a_2} \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} U(x, y) \cos \frac{2\pi kx}{a_1} \cos \frac{2\pi ny}{a_2} dx dy,$$

соответствующее выражение имеем для v_{kn} . Здесь a_1 (a_2) — постоянная решетки вдоль оси x (y). Аналогичный вид имеет уравнение для \ddot{y} .

Рассматривая для простоты излучение сравнительно «мягких» фотонов $\hbar\omega \ll E$, выражение для спектральной плотности мощности КТИ в дипольном приближении можно представить в виде [14, 15]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{e^2}{c^3} \sum_j |\ddot{\mathbf{r}}_{\perp j}|^2 \frac{\omega}{\omega_j^2} \left\{ 1 - 2 \frac{\omega}{\omega_j} + 2 \frac{\omega^2}{\omega_j^2} \right\} \eta(\omega_j - \omega), \quad (3)$$

где $\ddot{\mathbf{r}}_{\perp j}$ — фурье-компонента поперечного ускорения частицы, $\omega_j = 2\gamma^2 \omega_j$, $\eta(\omega)$ — единичная функция Хевисайда. Индекс j в выражении (3) пробегает по всем слагаемым, входящим в уравнение (2), а именно ω_j принимает значения

$$\omega_j \rightarrow \left\{ 2\pi v \left| \frac{k\psi}{a_1} \pm \frac{l}{L} \right|, \quad 2\pi v \left| \frac{n\psi a}{a_2} \pm \frac{l}{L} \right| \text{ и т. п.} \right\}. \quad (4)$$

Характерной особенностью КСС является возможность варьирования в широком диапазоне (от единиц до сотен нанометров) величины периода сверхрешетки L . Поэтому с помощью выбора параметров можно экспериментально реализовать ситуацию, когда значение L порядка a/ψ или даже $L \sim a/(\psi a)$. Таким образом, в зависимости от периода сверхрешетки спектральные линии КТИ в КСС могут иметь спутную структуру как в области частот, где проявляются максимумы, обусловленные интерференцией излучения от различных плоскостей ($\omega_{mj} \sim 4\pi\gamma^2 c \psi a/a_2$), так и в области частот, в которой к спектральным максимумам приводит интерференция волн, излучаемых при взаимодействии частицы с различными цепочками атомов ($\omega_{mj} \sim 4\pi\gamma^2 c \psi/a_1$). Интенсивность линий-спутников в спектре КТИ прямо зависит от величины потенциала сверхрешетки и наряду с исследованиями деканализации и излучения при канализации [2-7] может быть использована для определения величины периодических искажений в КСС (в частности, угла χ).

Список литературы

- [1] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. Вып. 3. С. 485—522.
- [2] Picraux S. T., Allen W. R., Biefeld R. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 21. P. 2355—2358.
- [3] Pan C. K., Zheng D. C., Finstad T. G. et al. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 3. P. 1270—1277.
- [4] Рудько В. Н. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1837—1840.

- [5] Рудько В. Н. // Тез. докл. XVII Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 53.
 [6] Рудько В. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 5. С. 1676—1684.
 [7] Rudko V. N. // Radiat. Eff. 1986. Vol. 88. N 3—4. P. 257—271.
 [8] Азиезер А. И., Болдышев В. Ф., Шульга Н. Ф. // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 1979. Т. 10. Вып. 1. С. 52—89.
 [9] Шульга Н. Ф., Трутень В. И., Фомин С. П. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 10. С. 1037—1040.
 [10] Азиезер А. И., Шульга Н. Ф. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 4. С. 561—604.
 [11] Белошицкий В. В., Кумахов М. А. // ДАН СССР. 1980. Т. 251. № 2. С. 331—335.
 [12] Ведринский Р. В., Малышевский В. С. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 3. С. 899—907.
 [13] Базылев В. А., Головизнин В. В., Демура А. В. // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 4. С. 855—858.
 [14] Кумахов М. А., Комаров Ф. Ф. Излучение заряженных частиц в твердых телах. Минск, 1985. 384 с.
 [15] Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.

Поступило в Редакцию
11 мая 1988 г.

Институт ядерных исследований
АН УССР
Киев

04; 09; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ГИРОТРОНА

Т. Б. Панкратова, Г. С. Нушинович

В последние годы усилился интерес к изучению возможностей применения гиротронов субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов для активной диагностики плазмы (см., например [1, 2]). В частности, гиротроны, способные работать

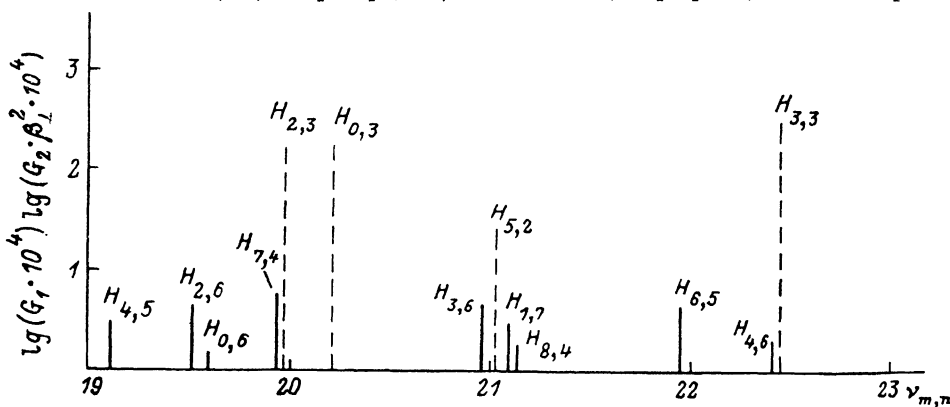


Рис. 1.

в режиме непрерывной генерации с уровнем мощности порядка и более 100 Вт при достаточно стабильных выходных параметрах излучения, представляют интерес для зондирования плазмы с целью изучения дрейфовых неустойчивостей и для многоканальной интерферометрии. Ниже описан разработанный для этой цели диагностический гиротрон, рассчитанный на генерацию излучения с длиной волны 1.2 мм в условиях циклотронного резонанса высокочастотного поля со второй гармоникой циклотронной частоты электронов.

Для того чтобы исследовать возможность получения генерации на второй гармонике циклотронной частоты ω_H в гиротроне с развитым пространством взаимодействия, в качестве рабочей была выбрана мода $H_{6,5}$ обычного цилиндрического резонатора с дифракционным выводом мощности. Радиус центров циклотронного вращения электронов тонкого трубчатого пучка R_0 соответствовал внутреннему максимуму функции $J_{\frac{1}{2}}^2(k_{\perp 6,5} R_0)$, описываю-