

излучаемая волна движется в разных направлениях, образуется более плавный участок изменения поля. Таким образом, при ультрарелятивистской скорости зарядов поле излучения представляет собой последовательность узких импульсов с шириной по ξ на уровне половинной амплитуды

$$\Delta\xi = 2\sqrt{3}\gamma^{-3}. \quad (9)$$

В отличие от синхротронного излучения одного заряда эти импульсы имеют пологие «хвосты», наличие которых обусловлено тем, что в точку наблюдения наряду с излучением ближайших зарядов попадает также (с запаздыванием) излучение удаленных зарядов.

При $|x| > a$ поле излучения легко представить в виде набора Фурье-гармоник с частотами, кратными частоте обращения частиц

$$E_y = 2\pi\beta i \sum_{n=-\infty}^{\infty} J'_n(n\beta) e^{in(\omega t - kx + \pi/2)}. \quad (10)$$

В отличие от спектра излучения одного заряда распределение амплитуд гармоник для движущейся плоскости дается функцией $J'_n(n\beta)$, а не $nJ'_n(n\beta)$; соответственно максимум излучения приходится не на высокую гармонику с номером $n \sim \gamma^3$, а на основную частоту. В то же время ширина спектра в соответствии с формулой (9) остается той же величиной порядка γ^3 , как и для одного заряда.

Авторы благодарны Э. Б. Абубакирову и М. И. Петелину за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. Классическая электродинамика. М.: Наука, 1985. 399 с.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
31 декабря 1987 г.

05; 06; 08; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

ОРИЕНТАЦИОННОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

А. Н. Алейник, С. Г. Афанасьев, С. А. Воробьев, В. Н. Забаев,
С. И. Ильин, Б. Н. Калинин, А. П. Потылицын

Ориентационное акустическое излучение, возникающее в монокристаллах при движении быстрых электронов вблизи кристаллографических осей, экспериментально исследовалось в работах [1-3]. Как показано в [4], при прохождении пучков заряженных частиц через кристаллы упругие волны в них могут возбуждаться через следующие механизмы: а) благодаря возникающим в кристалле термоупругим напряжениям вследствие потерь энергии заряженными частицами (термоупругий механизм); б) в процессе передачи частицами пучка поперечного импульса мишени (динамический механизм). При этом для тонких мишеней при достаточно большой длительности импульса тока преобладает динамический механизм [1, 3], а при определенных экспериментальных условиях — термоупругий механизм [2]. В первом случае при уменьшении угла влета пучка электронов относительно оси кристалла ψ амплитуда акустического сигнала сначала возрастает, а затем уменьшается, достигая минимального значения при $\psi = 0$. Максимальное значение амплитуды соответствует некоторому углу ψ_m , существенно превосходящему критический угол каналирования Линдхарда $\psi_L = \sqrt{4Ze^2/dE}$ (Z — атомный номер вещества мишени, d — расстояние между атомами в цепочке атомов, E — энергия электронов, e — заряд электрона). Для второго механизма наблюдается небольшое увеличение амплитуды сигнала ($\sim 10\%$) при углах $\psi \sim 0$, вызванное некоторым увеличением ионизационных потерь энергии электронов в этих условиях.

В настоящей работе впервые представлены результаты измерений ориентационного акустического излучения электронов с энергией 900 и 500 МэВ при их движении вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ в толстом кристалле кремния (толщина $h = 20$ мм). Измерения проводились на томском синхротроне при длительности сброса электронов на кристалл $t_u = 80$ мкс

и числе ускоренных электронов в импульсе $N=3 \cdot 10^{10}$. Угловая расходимость пучка не превышала $\psi_p=0.3$ мрад. Кристаллографическая ось совмещалась с направлением электронного пучка по ориентационной зависимости полной энергии фотонного излучения, измеряемой гаусс-квантометром. Упругие волны, распространяющиеся в кристалле в плоскости, нормальной к оси, регистрировались пьезокристаллическим преобразователем. Схема экспериментальной установки аналогична приведенной в работе [3].

На рис. 1, 2 приведены ориентационные зависимости амплитуды акустического сигнала u от угла ψ между осью $\langle 111 \rangle$ кристалла кремния и направлением электронного пучка соответственно при энергиях электронов 900 и 500 МэВ. Измеренные ориентационные зависимости качественно соответствуют результатам, полученным ранее для алмазной (ось $\langle 110 \rangle$) и вольфрамовой (ось $\langle 111 \rangle$) мишеней при энергии электронов 900 МэВ и толщине кристаллов 0.35 (алмаз) и 0.29 мм (вольфрам) [1, 3], т. е. для условий, соответствующих динамическому механизму, а именно: при увеличении угла ψ амплитуда сигнала сначала возрастает, а затем

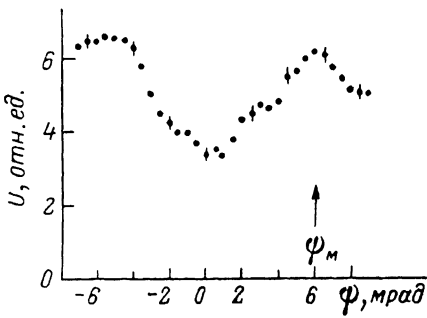


Рис. 1.

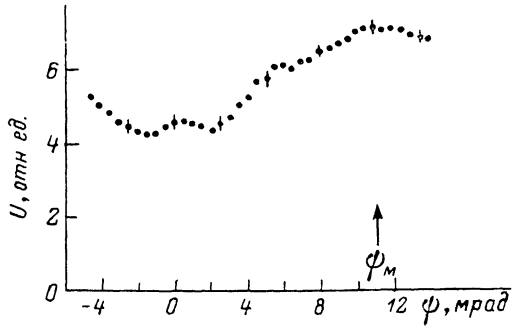


Рис. 2.

уменьшается, достигая максимального значения при $\psi_m \approx 6$ мрад (для энергии 900 МэВ) и $\psi_m \approx 11$ мрад (для энергии 500 МэВ). Соответствующие критические углы каналирования для оси $\langle 111 \rangle$ кристалла кремния составляют 0.47 и 0.63 мрад.

Ориентационная зависимость амплитуды акустического сигнала по динамическому механизму определяется выражением [5]

$$u(\psi) = \frac{EN}{\rho s c l R} \psi \left[1 - e^{-\left(\frac{\psi_0}{\psi}\right)^3} \right], \quad (1)$$

где

$$\psi_0 = \psi_{\perp} \sqrt[3]{\pi^2 n_{\perp} \hbar R_s \psi_{\perp} / \delta}. \quad (2)$$

Здесь R — радиус пучка; c — скорость света; n_{\perp} — плотность цепочек атомов в плоскости, нормальной к оси кристалла; ρ — плотность вещества мишени; s — скорость упругих волн в кристалле; R_s — радиус экранирования атомного потенциала вида $\varphi = Ze e^{-r/R_s} / r$; l — длина порядка периода колебаний электрона при движении его вдоль кристаллографической оси. Величина l в формуле (1) появляется при вычислении амплитуды смещения упругой волны, исходя из величины переданного кристаллу поперечного импульса. При этом считаем, что поперечный импульс передается кристаллу только в процессе захвата электронов в режим осевого каналирования.

Из (1) следует, что максимальное значение амплитуды сигнала достигается при угле $\psi = \psi_m = 0.8 \psi_0$. Для оси $\langle 111 \rangle$ кристалла кремния $n_{\perp} = 2.35 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Радиус экранирования, рассчитанный по формуле Бора, составляет $R_s = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}$. Тогда при $h = 20 \text{ мм}$ расчетное значение ψ_m для энергии 900 МэВ составляет 6.7 мрад, что хорошо согласуется с экспериментально определенным значением, а при энергии 500 МэВ составляет 9.9 мрад, что также достаточно близко к экспериментально определенному значению.

Представляет также интерес изучение зависимости амплитуды акустического сигнала от энергии электронов E . Из (1) следует, что при углах ψ , удовлетворяющих условию $3\psi_p \leq \psi \leq 0.7\psi_0$, т. е. в той области, где отсутствуют влияния как угловой расходимости электронного пучка, так и экспоненциального спада амплитуды сигнала, обусловленного динамическим механизмом, зависимость амплитуды сигнала от угла ориентации характеризуется наклоном u_{ψ}

$$u'_{\psi} \approx \frac{EN}{\rho s c l R} \sim E^{1/2}. \quad (3)$$

Как следует из экспериментальных данных, $u_{\phi}^{\pm}(E=900 \text{ МэВ})/u_{\phi}^{\pm}(E=500 \text{ МэВ}) \approx 1.5$, а теоретическое значение этой величины для энергий электронов 900 и 500 МэВ составляет 1.34.

Таким образом, динамический механизм достаточно полно описывает основные закономерности ориентационной зависимости амплитуды акустического сигнала, возникающего при движении электронов вблизи кристаллографической оси кристалла. При этом зависимость параметров ориентационной кривой от характеристик кристалла позволяет использовать явление ориентационного акустического излучения для исследования твердых тел. Также отметим, что использование столь толстого кристалла не привело к заметному «размыванию» ориентационного акустического эффекта. На основе динамического механизма возбуждения упругих волн в кристаллах возможно проводить ориентацию не только тонких монокристаллических мишеней [6], но и сравнительно толстых ($\sim 0.1-0.2$ рад. длин).

Литература

- [1] Воробьев С. А., Денисов Ф. П., Забаев В. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 6. Вып. 3. С. 165—168.
- [2] Блажевич С. В., Морозовский В. Л. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 197—198.
- [3] Алейник А. Н., Воробьев С. А., Забаев В. Н. и др. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 2. С. 117—118.
- [4] Ильин С. И. // Тез. докл. XVII совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1987. С. 28.
- [5] Денисов Ф. П., Забаев В. Н., Ильин С. И. и др. // Тр. XI совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1982. С. 290—294.
- [6] Денисов Ф. П., Забаев В. Н., Ильин С. И. и др. // ПТЭ. 1982. № 2. С. 23—25.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом
институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
4 января 1988 г.

В окончательной редакции
8 апреля 1988 г.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СФЕРИЧЕСКИЙ ПОДВЕС В ПОЛЕ СОЛЕНОИДА С ТОКОМ

А. И. Спицын, Е. А. Личман

В литературе имеется значительное число работ, посвященных расчету силовых характеристик сверхпроводящих электромагнитных подвесов [1-3]. Их результаты используют при разработках инерциальных навигационных систем [4] и сверхпроводящих гравиметров [5]. Однако все работы по данной тематике посвящены расчету отдельных случаев при заданных размерах соленоида и сферы или расчету подвесов в магнитном поле одного или двух витков с током. Результаты общих исследований относительно силовых характеристик сферического подвеса и интервалов его устойчивости в состояниях равновесия при различных относительных размерах соленоида и сферы в литературе отсутствуют. Отсутствует также обсуждение отличий в характеристиках для двух режимов работы соленоида: в режиме, реализуемом при постоянном значении тока, протекающего по обмотке соленоида, и в режиме постоянства магнитного потока, реализуемом при наличии соленоида со сверхпроводящей катушкой, накоротко замкнутой на себя. Данная работа восполняет существующий пробел, и ее результаты будут полезны при проектировании приборов на основе сверхпроводящих подвесов.

Рассмотрим сверхпроводящий шар с радиусом R , центр которого находится на оси z соленоида в виде тонкостенного цилиндра длиной l и радиусом A . Энергию, запасенную в магнитном поле соленоида в присутствии сферы, можно представить в виде [6]

$$W = \frac{1}{2} L J^2, \quad L = L_0 + L_{\text{вн}}, \quad (1)$$