45 до 10 см. На рис. 2 приведены экспериментальные данные, полученные в разных сериях экспериментов. Они хорошо ложатся на прямые, описываемые соотношением (7). Это говорит о том, что использованный гидрофон удовлетворяет сформулированным выше требованиям линейности и равномерности частотной характеристики. Среднее значение чувствительности, определенное по различным сериям измерений, составило $0{,}18 \mp 0{,}02$ мкВ/Па (для воды принималось значение $\varepsilon = 4{,}0$). Статистический разброс значений k был меньше ошибки метода, составлявшей 7% и определявшейся в основном точностью калибровки канала вертикального отклонения осциллографа.

Предлагаемый метод является разновидностью метода эталонной

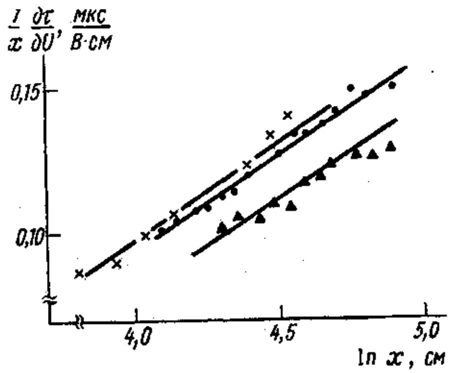

Рис. 2. Изменение наклона прямолинейного участка профиля волны с расстоянием при различных уровнях накачки: $U_{\text{эл}} = 140$ (×), 160 (▲) и 320 (●) В. Аппроксимационные прямые проведены с помощью метода наименьших квадратов

среды. Поэтому требования к акустическому полю достаточно низкие. Однако условие сравнимости расстояний проявления нелинейных и дифракционных эффектов не позволяет (при разумных значениях акустической мощности) проводить калибровку на частотах ниже 200 кГц. Поэтому предлагаемый метод является специфическим для мегагерцевого диапазона частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Мощные ультразвуковые поля (под редакцией Л. Д. Розенберга). М.: Наука, 1968. [2] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. [3] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию
24.01.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 538.971

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ РАССЕЯНИЯ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ ПОВЕРХНОСТЯМИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В. В. Комаров, Д. Л. Маслов, А. М. Попова

(НИИЯФ)

Рассматривается рассеяние атомной частицы на N центрах, распределенных по поверхности твердого тела, при условиях: $\lambda \ll R$ и $R \gg a$, где λ — дебройлевская волна частицы, R — межцентровое расстояние, a — характерный радиус взаимодействия между падающей частицей и рассеивающим центром.

Для решения этой задачи воспользуемся известным результатом Мотта и Месси [1], устанавливающим связь между сечениями рассеяния N центрами $(d\tau/d\Omega)_N$ и одним центром $(d\tau/d\Omega)_1$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_N = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 \left(N + 2\sum_{i,j}^{N} \cos \mathbf{pr}_{ij}\right), \tag{1}$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_1$ — импульсы частицы до и после столкновения соответственно (в атомных единицах); $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{r}_j$ — радиус-векторы i-го и j-го центров соответственно.

Рассмотрим случай рассеяния аморфной поверхностью. Предположим, что взаимное расположение атомов на поверхности задается бинарной функцией распределения $B_1(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = B_1(\mathbf{r}_i) B_1(\mathbf{r}_j) = 1/S^2$, где S — площадь поверхности, а глубина шероховатости h имеет нормальный закон распределения с дисперсией σ. Усредняя (1) по положениям атомов на поверхности и учитывая, что

$$\int_0^{2\pi} \cos(x \cos\varphi)\, d\varphi = I_0(x),$$

$$\int_0^{2\pi} \sin(x \cos\varphi)\, d\varphi = 0,$$

для $(d\tau/d\Omega)_N$, отнесенного к N аморфной поверхностью, получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_N^{\text{ам}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{инт}}, \tag{2}$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{инт}} = \frac{4\pi^2 n_s [J_1(k_0 \Phi L)]^2}{k_0^2 \Phi_1^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1, \tag{3}$$

$\Phi_1 = \sin\theta_0 - \sin(\theta + \theta_0)$; θ, θ_0 — углы рассеяния и падения соответственно, $L = \sqrt{S}$, n_s — поверхностная плотность атомов, $J_n(x)$ — функция Бесселя n-го порядка, P — фактор шероховатости, имеющий вид

$$P = \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{\langle h\rangle^2}{2\sigma^2}\right) \{\exp A_1 \operatorname{erf} B_1 + \exp A_2 \operatorname{erf} B_2\},$$

$$A_{1,2} = \frac{\sigma^2}{2}\left(i\Phi_2 k_0 \pm \frac{\langle h\rangle}{\sigma^2}\right)^2,$$

$$B_{1,2} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}}\left(i\Phi_2 k_0 \pm \frac{\langle h\rangle}{\sigma^2}\right),$$

$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-t^2}\, dt$ — дополнительный интеграл вероятности, $\Phi_2 = \cos\theta_0 - \cos(\theta + \theta_0)$, $\langle h\rangle$ — средняя глубина шероховатости.

Из (3) видно, что влияние всей поверхности на рассеяние, выражающееся в наличии интерференционной части сечения $(d\sigma/d\Omega)_{\text{инт}}$ в (2), частично компенсируется за счет хаотического расположения поверхностных атомов (с увеличением площади поверхности $(d\sigma/d\Omega)_{\text{инт}}$ осциллирует с амплитудой, убывающей как $1/\sqrt{S}$). С ростом энергии частицы влияние интерференционных эффектов ослабевает из-за уменьшения дебройлевской длины волны частицы λ, причем степень убывания $\lambda \sim 1/k_0$, а функции $(d\sigma/d\Omega)_{\text{инт}} \sim 1/k_0^3$ [2]. Отметим, что с увеличением угла падения θ_0, т. е. с увеличением эффективного времени взаимодействия частицы со всей поверхностью в целом, влияние эффекта интерференции на угловую зависимость сечения существенно возрастает: при $\theta_0 \ll 1$ (нормальное падение) $(d\sigma/d\Omega)_{\text{итн}} \sim \sin^{-3}\theta$, а при $\theta_0 \to \pi/2$

(скользящее падение) $(d\sigma/d\Omega)_{инт} \sim \sin^{-6}\theta/2$. При $|\Phi_1| \ll 1$ (вектор рассеяния параллелен поверхности) величиной $(d\sigma/d\Omega)_{инт}$ можно пренебречь по сравнению с $(d\sigma/d\Omega)_1$ во всем интервале энергий падающих частиц, например для протонов, начиная с 0,01 эВ и выше. При $|\Phi_1| \ll$ $\ll 1$ (зеркальное отражение) $(d\sigma/d\Omega)_{инт}$ имеет резонансный характер и влияние интерференционных эффектов существенно.

Остановимся кратко на зависимости сечения рассеяния от тепловых колебаний поверхностных атомов. Влияние тепловых колебаний приводит к появлению в (1) фактора Дебая—Уоллера [3] (черта означает усреднение по времени):

$$I = \overline{\exp(-i\mathbf{p}\mathbf{u}_{mn})} = \exp(-\overline{(\mathbf{p}\mathbf{u}_{mn})^2}) = \exp(-2H), \qquad (4)$$

$\mathbf{u}_{mn} = \mathbf{u}_m - \mathbf{u}_n$, $\mathbf{u}_m \mathbf{u}_n$ — смещения из положений равновесия m-го и n-го узлов решетки соответственно. При выводе (4) существенно используется то, что вследствие равновероятности смещений имеет место равенство $\overline{(\mathbf{p}\mathbf{u}_{mn})^{2k+1}} = 0$, $k = 0, 1, \ldots$. Однако в случае поверхностного рассеяния это утверждение следует пересмотреть, так как колебания поверхностных атомов сильно анизотропны: $\overline{u_\perp^2}$ в 2—5 раз больше $\overline{u_\parallel^2}$, где $\overline{u_\perp^2}$, $\overline{u_\parallel^2}$ — среднеквадратичные смещения по нормали и параллельно поверхности соответственно [3]. Уменьшение упругого силового поля вдоль нормали к поверхности приведет к тому, что члены вида $\overline{(p_\perp u_{\perp mn})^{2k+1}}$ будут отличны от нуля. Ограничиваясь вторым членом разложения экспоненты (4), сделаем грубую оценку влияния анизотропии поверхностных колебаний на величину фактора Дебая — Уоллера. Предположим, что равновесное положение поверхностного атома совпадает с границей раздела двух сред с различными постоянными квазиупругой силы β_1 и β_2 $\left(\omega_1^2 = \frac{\beta_1}{m},\ \omega_2^2 = \frac{\beta_2}{m}\right)$, и частота колебаний зависит от времени следующим образом:

$$\omega = \begin{cases} \omega_1, & 0 \leqslant t < \frac{T}{2}, \\ \omega_2, & \frac{T}{2} \leqslant t < T, \end{cases}$$

где $T = \pi(1/\omega_1 + 1/\omega_2)$.

Рассмотрим пару атомов с индексами m и n. Предположим, что $u_{m\perp} = A_\perp \sin(\omega t + \delta_{mn})$ и $u_{n\perp} = A_\perp \sin \omega t$ (колебания не независимы, δ_{mn} — фиксированный фазовый сдвиг). Проводя усреднение по времени, получаем следующую оценку:

$$x = \overline{p_\perp u_{\perp mn}} \approx 2\sqrt{2}\,\pi A_\perp \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \sin^2 \frac{\delta_{mn}}{2} \approx \frac{2\sqrt{2}\,\pi \sqrt{\overline{u_\perp^2}}}{\beta} \left| \frac{d\beta}{dz} \right| \sin^2 \frac{\delta_{mn}}{2}, \qquad (5)$$

z — нормаль к поверхности. При выводе (5) предполагалось, что $|\omega_1 -$ $- \omega_2| \ll 1$ (слабая анизотропия). Таким образом, анизотропия поверхностных колебаний приводит к следующему результату (при $|\mathbf{p}\mathbf{u}_{mn}| \ll$ $\ll 1$): $\exp(-i\mathbf{p}\mathbf{u}_{mn}) = \exp(-2H) + i(\exp(-X) - 1)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969, с. 187. [2] Иверонова В. И., Ревкевич Г. П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: Изд-во МГУ, 1978. [3] Нестеренко Б. А., Снитко О. В. Физико-химические свойства атомарно-чистой поверхности полупроводников. Киев, 1983.

Поступила в редакцию
13.02.84