Скорость убывания интенсивности в прожекторной зоне при нелинейном распространении выше, чем в линейном случае. Это объясняется следующим: дифракция низких частот существенно сильнее дифракции высокочастотной области спектра. Нелинейность процесса вызывает растекание энергии по всему спектру, и, следовательно, часть энергии переходит в низкочастотную область. Эта энергия практически мгновенно дифрагирует, т. е. появляется дополнительный канал низкочастотных потерь.

При $N<0{,}33$ (рис. 4) максимум спектра смещается не вправо, как это происходит в линейном и слабонелинейном случаях, а влево, в сторону низких частот. Продолжая интерпретировать характер эволюции спектра конкуренцией дифракции и нелинейной генерации, это изменение объясним превышением перекачки энергии в низкочастотную область спектра над соответствующими дифракционными потерями.

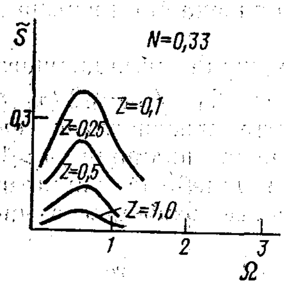

Рис. 3

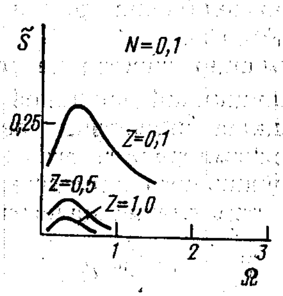

Рис. 4

Существует два возможных сценария окончания нелинейной фазы распространения пучков при сильной начальной нелинейности процесса ($N<0{,}33$). Если пучок переходит в область сферической дифракции до того, как убывание интенсивности ограничит нелинейное растекание энергии по спектру, то произойдет стабилизация положения спектра на оси частот ($z\geqslant 1$ на рис. 4). В противном случае будет наблюдаться изменение направления частотного «дрейфа» и спектр будет сдвигаться в высокочастотную область, пока не будет остановлен наступлением сферической дифракции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М., 1982. [2] Васильева О. А., Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. М., 1983. [3] Лапидус Ю. Р., Руденко О. В.//Акуст. журн. 1984. 30, № 6. С. 797—802.

Поступила в редакцию
03.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 53:51

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. А. Буров, Т. А. Тихонова

(кафедра акустики)

Решение обратной задачи рассеяния для твердого тела представляет большой интерес прежде всего для дефектоскопии. Методы обработки данных о рассеянии акустических волн на неоднородностях в твердом теле, разработанные на основе решения обратной задачи рассеяния, должны позволить преодолеть многие проблемы, связанные с определением внутренней структуры твердого тела. В настоящей работе будет рассмотрена обратная задача рассеяния звука на слабых неоднородностях в изотропной упругой среде.

Волновое уравнение для упругих изотропных сред имеет вид [1]

$$[(\lambda(\mathbf{x})+\mu(\mathbf{x}))\nabla\nabla+\mu(\mathbf{x})\nabla^2]\mathbf{u}(\mathbf{x},\omega)+$$
$$+\rho(\mathbf{x})\omega^2\mathbf{u}(\mathbf{x},\omega)=-\rho(\mathbf{x})\mathbf{f}(\mathbf{x},\omega), \quad (1)$$

где $\rho(\mathbf{x})$ — плотность среды, $\lambda(\mathbf{x})$, $\mu(\mathbf{x})$ — параметры Ламе, $\mathbf{f}(\mathbf{x},\omega)$ — функция, описывающая источники излучения, $\mathbf{u}(\mathbf{x},\omega)$ — векторное звуковое поле, ω — циклическая частота. В уравнение (1) входят три, вообще говоря, зависящих от координат параметра, описывающих свойства среды. Под обратной задачей рассеяния в этом случае понимается определение этих параметров по замеренному рассеянному полю в некоторой совокупности экспериментов.

В этой работе мы ограничимся рассмотрением рассеяния на неоднородности среды плоских волн. Причем рассеянное поле будет регистрироваться в дальней зоне. Будем считать, что приемники излучения позволяют определять выбранную компоненту смещения в любом направлении, определяемом углами θ и φ (рис. 1), т. е. мы будем регистрировать в дальней зоне плоские (продольные либо поперечные) рассеянные волны. Такую схему измерений трудно осуществить в реальном эксперименте, однако, разложив по плоским волнам первичные поля и поле смещений, замеренное на некоторой поверхности, мы придем к описанному выше случаю. Такая схема эксперимента является в сущности дифракционной томографией для твердого тела [2—4]. Реализация такого эксперимента может оказаться полезной для определения слабых изменений параметров упругой среды, вызванных, например, внутренними напряжениями, усталостью металла и т. п.

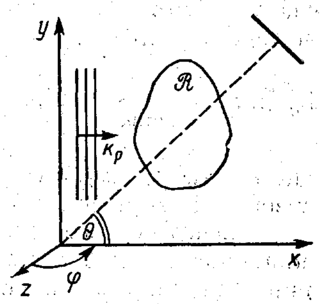

Рис. 1. Схема эксперимента по рассеянию плоских волн на неоднородности в твердом теле ($\mathbf{k}_p$ — волновой вектор падающей волны, $\mathscr{R}$ — область рассеяния)

В настоящей работе предложен один из возможных способов обработки данных эксперимента по рассеянию звука на слабых неоднородностях в твердом теле с целью получения информации о неоднородных параметрах $\rho(\mathbf{x})$, $\lambda(\mathbf{x})$, $\mu(\mathbf{x})$ упругой среды и указано, при каких условиях эти параметры можно разрешить.

Запишем уравнение (1) в тензорной форме [1]:

$$\partial_i(\Gamma_{ijkl}\partial_k u_l)+\rho\omega^2 u_j=-\rho f_j, \quad i, j, k, l=1, 2, 3, \quad (2)$$

где Γ_{ijkl} — тензор упругости. Для изотропной среды $\Gamma_{ijkl}=\lambda\delta_{ij}\delta_{kl}+\mu(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{kj})$. Представим полное поле $u_j(\mathbf{x})$ как сумму падающего $u_j^0(\mathbf{x})$ и рассеянного $u_j^{sc}(\mathbf{x})$ полей:

$$u_j(\mathbf{x})=u_j^{sc}(\mathbf{x})+u_j^0(\mathbf{x}), \quad (3)$$

а неоднородность среды в виде

$$\Gamma_{ijkl}(\mathbf{x})=\Gamma^0_{ijkl}+\Delta\Gamma_{ijkl}(\mathbf{x});\ \rho(\mathbf{x})=\rho^0+\Delta\rho(\mathbf{x}), \quad (4)$$

где Γ_{ijkl} и ρ^0 соответствуют однородной среде. Будем считать, что источников в области рассеяния нет: $f_j(\mathbf{x})=0$, $\forall\mathbf{x}\in\mathscr{R}$, где $\mathscr{R}\subset R_3$ — область, содержащая рассеиватели звука. Тогда из уравнения (2) получим следующие два уравнения:

$$\Gamma^0_{jklm}\partial_k\partial_l u^0_m(\mathbf{x}) + \rho^0\omega^2 u^0_j(\mathbf{x}) = -\rho^0 f_j(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \mathcal{R}; \tag{5}$$

$$\Gamma^0_{jklm}\partial_k\partial_l u^s_m(\mathbf{x}) + \rho^0\omega^2 u^s_j(\mathbf{x}) = -\rho^0 q_j(\mathbf{x}), \quad j,\ k,\ l,\ m = 1,\ 2,\ 3, \tag{6}$$

где

$$\rho^0 q_j(\mathbf{x}) = \begin{cases} \partial_k \{\Delta\Gamma_{jklm}(\mathbf{x})\,[\partial_l u_m(\mathbf{x})]\} + \Delta\rho(\mathbf{x})\,\omega^2 u_j(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \in \mathcal{R}; \\ 0, \quad \mathbf{x} \overline{\in} \mathcal{R}. \end{cases} \tag{7}$$

Запишем уравнение (6) в интегральной форме:

$$u^{sc}_j(\mathbf{x}) = \rho^0 \int_{\mathcal{R}} q_k(\mathbf{x}')\, G^0_{kj}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\, d\mathbf{x}', \tag{8}$$

где $G_{kj}{}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')$ — тензор смещения Грина для однородной упругой среды, который является решением уравнения

$$[(\lambda+\mu)\nabla\nabla + \mu\nabla^2]\, G^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') + \rho\omega^2 G^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') = -\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}')\, I, \tag{9}$$

где I — единичный тензор, $\mathbf{x}$ — точка наблюдения, $\mathbf{x}'$ — координаты источника. Для неограниченной области [1]:

$$G_{kj}(\mathbf{x}/\mathbf{x}') = \frac{1}{4\pi\rho\omega^2}\left[\delta_{kj}k_s^2\,\frac{\exp(ik_s r)}{r} - \frac{\partial}{\partial x_k}\,\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\exp(ik_p r)}{r} - \frac{\exp(ik_s r)}{r}\right)\right], \tag{10}$$

где $k_s{}^2 = \omega^2/c_s{}^2$, $k_p{}^2 = \omega^2/c_p{}^2$ (c_s, c_p — скорость распространения соответственно поперечной и продольной волн), $r = |\mathbf{x}-\mathbf{x}'|$, j, $k = 1$, 2, 3.

Поскольку мы рассматриваем рассеяние звука на слабых неоднородностях среды, то можно считать, что поле в области рассеяния равно падающему полю $u_j{}^0(\mathbf{x})$, т. е. мы переходим к борновскому приближению в рассмотрении обратной задачи рассеяния. Уравнение (8) в этом случае примет вид

$$u^{sc}_j(\mathbf{x}) = \rho_0 \int_{\mathcal{R}} G_{nj}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\, \{\partial_i\, [\Delta\Gamma_{nilm}(\mathbf{x}')\, (\partial_l u^0_m(\mathbf{x}'))] + \Delta\rho(\mathbf{x}')\, \omega^2 u^0_n(\mathbf{x}')\}\, d\mathbf{x}'. \tag{11}$$

Перейдем в левой и правой части (11) к фурье-образам, т. е. будем рассматривать задачу в $\mathbf{k}$-пространстве:

$$\widetilde{u}^{sc}_j(\mathbf{k}) = \rho^0 \widetilde{G}_{nj}(\mathbf{k}) \left[k_i \int \Delta\widetilde{\Gamma}_{nilm}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\, k_l \widetilde{u}^0_m(\mathbf{k}')\, d\mathbf{k}' + \omega^2 \int \Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\, \widetilde{u}^0_n(\mathbf{k}')\, d\mathbf{k}'\right], \tag{12}$$

где i, j, n, l, $m = 1$, 2, 3, а волнистая черта над символом означает фурье-преобразование соответствующей функции. Фурье-преобразование тензора Грина имеет вид [5]

$$\widetilde{G}_{nj}(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi\rho_0\omega^2}\left\{P\left[\frac{\delta_{nj}k_s^2 - k_n k_j}{k^2 - k_s^2} + \frac{k_n k_j}{k^2 - k_p^2}\right]\right\} +$$

$$+ \frac{i\pi}{2|k|}\,[(\delta_{nj}k_s^2 - k_n k_j)\,(\delta(|k| - k_s) - \delta(|k| + k_s)) + k_n k_j\,(\delta(|k| - k_p) -$$

$$-\delta(|k| + k_p))], \tag{13}$$

где P — главное значение, а $|\cdot|$ — модуль вектора.

Физически это означает, что в дальней зоне рассеянное на неоднородностях среды поле $u_j^{sc}(\mathbf{x})$ «несет» информацию о тех фурье-точках векторнозначного фурье-образа вторичных источников $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$, возбуждаемых падающим полем $u_n^0(\mathbf{x})$ в области рассеяния $\mathcal{R}$, которые лежат на сферах $k^2=k_p^2$ и $k^2=k_s^2$ (соответственно продольная и поперечные компоненты рассеянного поля в дальней зоне) (рис. 2). Для каждого направления наблюдения в дальней зоне мы можем получить информацию о точках 1 и 2 векторнозначного фурье-образа вторичных источников $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$, измерив соответственно продольную и поперечную компоненты вектора смещений в плоскости, перпендикулярной выбранному направлению $\mathbf{k}$.

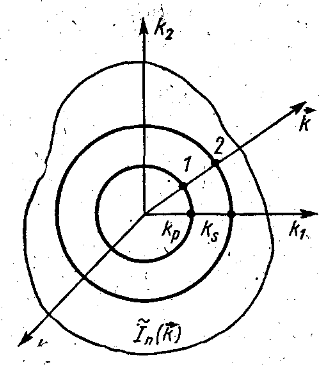

Рис. 2. Фурье-образ вторичных источников $I_n(\mathbf{k})$, лежащих на сферах Эвальда

Распространение поперечной составляющей рассеянного поля в дальнюю зону описывается уравнением

$$(u_j^{sc})_s(\mathbf{k})=\frac{\rho_0\pi}{2|k|}\left[(\delta_{nj}k_s^2-k_nk_j)\,\delta(|\mathbf{k}|-k_s)\right]\left\{k_i\int\Delta\widetilde{\Gamma}_{nilm}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,k_l'\widetilde{u}_m^0(\mathbf{k}')\,d\mathbf{k}'+\right.$$
$$\left.+\,\omega^2\int\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,\widetilde{u}_n^0(\mathbf{k}')\,d\mathbf{k}'\right\}, \tag{14}$$

а продольной составляющей —

$$(u_j^{sc})_p(\mathbf{k})=\frac{\rho_0\pi}{2|k|}\left[k_nk_j\delta(|\mathbf{k}|-k_p)\right]\left\{k_i\int\Delta\widetilde{\Gamma}_{nilm}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,k_l'\widetilde{u}_m^0(\mathbf{k}')\,d\mathbf{k}'+\right.$$
$$\left.+\,\omega^2\int\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,\widetilde{u}_n^0(\mathbf{k}')\,d\mathbf{k}'\right\}. \tag{15}$$

В выражениях (14) и (15) в фигурных скобках содержится векторнозначный фурье-образ вторичных источников $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$. Эта функция зависит от параметров среды $\Delta\lambda(\mathbf{x})$, $\Delta\mu(\mathbf{x})$, $\Delta\rho(\mathbf{x})$. Поэтому, чтобы определить эти параметры, мы должны решить системы линейных уравнений (14) и (15), матрицами которых являются выражения, заключенные в квадратные скобки, относительно неизвестных компонент вектора $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$. Очевидно, что, измеряя только одну составляющую вектора смещений рассеянного поля в дальней зоне (либо продольную, либо любую из поперечных), решить уравнения (14) и (15) относительно $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$, а следовательно, и относительно $\Delta\widetilde{\lambda}$, $\Delta\widetilde{\mu}$, $\Delta\widetilde{\rho}$ нельзя, так как определители матриц $\det\|k_nk_j\|$ и $\det\|\delta_{nj}k_s^2-k_nk_j\|$ равны нулю.

То же самое можно сказать об использовании в качестве облучающего поля лишь одной плоской (продольной или поперечной) волны. Допустим, мы решили системы (14) и (15) относительно $\tilde{I}_n(\mathbf{k})$. Далее нам следует решить систему уравнений вида

$$\tilde{I}_n(\mathbf{k})=\tilde{I}_n(\bar{k},\Delta\widetilde{\lambda},\Delta\widetilde{\mu},\Delta\widetilde{\rho}) \tag{16}$$

относительно параметров неоднородности среды $\Delta\widetilde{\lambda}$, $\Delta\widetilde{\mu}$, $\Delta\widetilde{\rho}$. После подстановки в уравнения (16) выражений для плоской (продольной или поперечной) волны в качестве облучающего поля $\tilde{u}_j^0(\mathbf{k})$ получится система из трех уравнений относительно $\Delta\widetilde{\lambda}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\mu}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k})$, определитель которой равен нулю.

Анализ выражений (14) и (15) показывает, что определить значения $\Delta\widetilde{\lambda}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\mu}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k})$, описывающие рассеивающую неоднородность упругой среды, можно, проводя два эксперимента, а именно: 1) облучающее поле — плоская продольная волна с частотой ω_1, измеряется продольная составляющая рассеянного поля; 2) облучающее поле — плоская поперечная волна с частотой ω_2, регистрируется поперечная составляющая рассеянного поля с той же поляризацией, что и у облучающей волны*. Частоты ω_1 и ω_2 должны удовлетворять соотношению $\omega_1/c_p = \omega_2/c_s$ (рис. 3). Результаты этих экспериментов обрабатываются совместно. Полученный результат можно проиллюстрировать следующим образом. Для каждого направления наблюдения $\mathbf{k}$ в уравнения (14) и (15) входят значения фурье-образов функций $\Delta\widetilde{\lambda}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\mu}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k})$ в некоторой точке фурье-пространства, которая определяется частотой, типом и направлением падения облучающей волны, а также положением сферы Эвальда ($k^2=k_s^2$ или $k^2=k_p^2$), которая соответствует измеряемой компоненте рассеянного поля. Система уравнений, полученная в результате проведения двух экспериментов по рассеянию звукового поля на неоднородности среды, будет иметь однозначное решение относительно $\Delta\widetilde{\lambda}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\mu}(\mathbf{k})$, $\Delta\widetilde{\rho}(\mathbf{k})$ только в том случае, если выбором частот ω_1 и ω_2 облучающего поля мы совместим сферы Эвальда, соответствующие двум экспериментам.

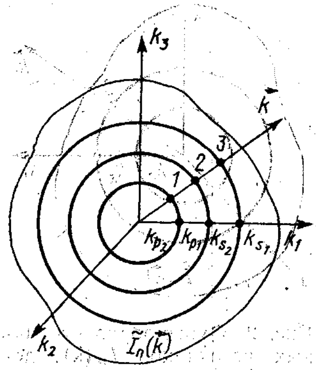

Рис. 3. Совмещение двух сфер Эвальда $k^2=k_p^2$ и $k^2=k_s^2$ при соответствующем выборе частот облучающего поля

Система уравнений, получающаяся в результате проведения таких экспериментов, имеет вид

$$(\widetilde{u}_1^{sc})_L = \frac{u\rho_0\pi}{2|k_0|\omega_1^2}\left[\Delta\widetilde{\lambda}k_0^4\cos\theta\sin\varphi + 2\Delta\widetilde{\mu}k_0^4\cos^3\theta\sin^3\varphi + \Delta\widetilde{\rho}\omega_1^2k_0^2\cos^2\theta\sin^2\varphi\right];$$

$$(\widetilde{u}_2^{sc})_L = \frac{u\rho_0\pi}{2|k_0|\omega_1^2}\left[\Delta\widetilde{\lambda}k_0^4\cos\theta\cos\varphi + 2\Delta\widetilde{\mu}k_0^4\cos^3\theta\sin^2\varphi\cos\varphi + \right.$$
$$\left. + \Delta\widetilde{\rho}\omega_1^2k_0^2\cos^2\theta\sin\varphi\cos\varphi\right];$$

$$(\widetilde{u}_3^{sc})_L = \frac{u\rho_0\pi}{2|k_0|\omega_1^2}\left[\Delta\widetilde{\lambda}k_0^4\sin\theta + 2\Delta\widetilde{\mu}k_0^4\cos^2\theta\sin\theta\sin^2\varphi + \Delta\widetilde{\rho}\omega_1^2k_0^2\cos\theta\sin\theta\sin\varphi\right];$$
$$\tag{17}$$

$$(\widetilde{u}_1^{sc})_T = \frac{u\rho_0\pi}{2|k|\omega_2^2}\left[\Delta\widetilde{\mu}k_0^2\cos\theta\cos\varphi\,(k_0^2 - 2k_0^2\cos^2\theta\sin^2\varphi) - \right.$$
$$\left. - \Delta\widetilde{\rho}\omega_2^2k_0^2\cos^2\theta\sin\theta\cos\varphi\right];$$

$$(\widetilde{u}_2^{sc})_T = \frac{u\rho_0\pi}{2|k|\omega_2^2}\left[\Delta\widetilde{\mu}k_0^2\cos\theta\sin\varphi\,(k_0^2 - 2k_0^2\cos^2\theta\cos^2\varphi) + \right.$$
$$\left. + \Delta\widetilde{\rho}\omega_2^2k_0^2(1 - \cos^2\theta\cos^2\varphi)\right];$$

---

* В работе [6] рассмотрена трехчастотная схема $L\to L$ эксперимента, приводящая к оценке этих параметров.

$$(\tilde{u}_3^{sc})_T = \frac{u\rho_0\pi}{2|k_0|\omega_2^2}\left[-\Delta\tilde{\mu}k_0^4\cos^2\theta\sin\theta\sin\varphi\cos\varphi - \Delta\tilde{\rho}\omega_2^2k_0^2\cos\theta\sin\theta\cos\varphi\right],$$

где $(\tilde{u}_1^{sc})_L$, $(\tilde{u}_2^{sc})_L$, $(\tilde{u}_3^{sc})_L$, $(\tilde{u}_1^{sc})_T$, $(\tilde{u}_2^{sc})_T$, $(\tilde{u}_3^{sc})_T$ — компоненты измеренных векторов соответственно продольной и поперечной составляющих рассеянного поля в некотором направлении, определяемом углами θ и φ (см. рис. 1), $k_0=\omega_1/c_p=\omega_2/c_s$, u — амплитуда падающего поля (для простоты считаем, что амплитуды облучающих продольной и поперечных плоских волн равны). Аргументы при $\Delta\tilde{\lambda}$, $\Delta\tilde{\mu}$, $\Delta\tilde{\rho}$ — вида $k_0\cos\theta\sin\varphi - k_0$, $k_0\cos\theta\cos\varphi$, $k_0\sin\theta$, т. е. для каждой пары значений θ и φ система уравнений (17) определяет значения фурье-образов функций, описывающих неоднородность среды, в точке, лежащей на сфере Эвальда $k^2=k_0^2$. Решив систему уравнений (17) для всех значений θ и φ, мы получим значения фурье-образов функций $\Delta\lambda$, $\Delta\mu$, $\Delta\rho$ на всей сфере Эвальда, соответствующей данным частотам ω_1 и ω_2 и данному направлению падения облучающих плоских продольной и поперечной волн. (Система уравнений (17) соответствует падающим плоским продольной и поперечной волнам, распространяющимся вдоль оси Ox.) Информацию о полном фурье-образе функций $\Delta\lambda$, $\Delta\mu$, $\Delta\rho$ можно получить путем сканирования как по частоте, так и по направлению распространения облучающих плоских волн (или комбинируя эти два вида сканирования). Восстановить значения функций $\Delta\lambda(\mathbf{x})$, $\Delta\mu(\mathbf{x})$, $\Delta\rho(\mathbf{x})$ можно, сделав обратное преобразование Фурье функций $\Delta\tilde{\lambda}(\mathbf{k})$, $\Delta\tilde{\mu}(\mathbf{k})$, $\Delta\tilde{\rho}(\mathbf{k})$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Yih-Hsing Pao, Vasundara Varatharajulu.//J. Acoust. Soc. Am. 1976. 59, N 6. P. 1361—1371. [2] Kaveh M., Soumekh M., Mueller R. K.// //Acoustical Imaging, Plenum Press. N. Y., 1982. V. 11. P. 325—335. [3] Adams M. H., Anderson A. P.//Acoustical Imaging, Plenum Press. N. Y., 1982. V. 10. P. 365—380. [4] Devaney A. J.//Ultrasonic Imaging, Academic Press. N. Y., 1982. V. 4, P. 336—350. [5] Bojarski N. N.//Acoustical Imaging, Plenum Preess. N. Y., 1982. V. 11. P. 399—408. [6] Richardson J. M.//Ultrasonic Symposium Proc. New Orlean, 1979. N. Y., 1979. P. 356—360.

Поступила в редакцию
16.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.211

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ С ПОВЕРХНОСТИ ЗОЛОТА И ПАЛЛАДИЯ

Г. Г. Федоров

(кафедра общей физики для химического факультета)

При исследовании электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) молекул CO и CO_2 с поверхности окислов никеля, меди и алюминия в области энергий бомбардирующих электронов $U=13$ эВ нами были обнаружены [1] максимумы ЭСД, которые связаны с окислением молекул окиси углерода при возбуждении бомбардирующими электронами молекул кислорода, находящихся на поверхности окисла. Присутствие атомов хрома [2] на поверхности никеля приводит к исчез-