[7] *Bruines J. J. P., van Hal R. P. M., Boots H. M. J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 18. P. 1160—1162.
[8] *Жвавый С. П.* // ЖПС. 1989. Т. 50. № 4. С. 589—595.
[9] *Ivlev G. D., Malevich V. L.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. Vol. 103. P. K87.
[10] *Жвавый С. П., Садовская О. Л.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1171—1176.
[11] *Скрипов В. П., Коверда В. П.* Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей. М., 1977. 232 с.

Институт электроники АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ИМПУЛЬСОВ ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ КОМПОЗИТАХ

А. А. Давыдов

Модель описания термоакустических характеристик макроскопически анизотропного композита на основе введения тензора Грюнайзена аналогичного тензору Грюнайзена анизотропного кристалла предложена в [1]. На основе численных оценок и анализа экспериментов по возбуждению продольных звуковых волн пучками электронов в кварцевом фенолите показана возможность получения значительных различий по величине между отдельными компонентами тензора Грюнайзена. Однако необходимо отметить, что связь термоакустических характеристик композита и его составляющих в условиях неравномерного радиационного разогрева является существенно зависящей не только от свойств материала, но и от вида излучения и изменяется со временем [2, 3]. Кроме того, в случае материалов с ориентированным наполнителем модель описания акустических эффектов должна учитывать генерацию как продольных, так и поперечных акустических волн.

В настоящей работе рассматривается термоакустический эффект импульсов проникающего излучения в микронеоднородном материале с одинаково ориентированными включениями, имеющими форму эллипсоидов вращения ($a_x=a_y=R$, $a_z=L$ — длины главных полуосей). Учитывается как продольная, так и поперечная термоакустическая волна. Интересуемся влиянием эффектов анизотропии, не связанных с анизотропией эффективных упругих модулей, поэтому предполагается, что объемная доля включений мала ($c \ll 1$) и эффективные упругие модули сжатия K и сдвига μ близки к упругим модулям матрицы K_2, μ_2 [4]. Считается, что масштаб изменения интенсивности проникающего излучения в материале намного превышает размеры включений и характерное расстояние l между ними. В связи со сказанным используется длинноволновое приближение, в котором интересующие нас длины волн в термоакустическом импульсе существенно превышают размер неоднородности $\lambda \gg l \gg R,\ L$ [4].

Выражение для вектора смещения в акустическом импульсе получим переходя к задаче термоупругости однородного материала. Для этого заменяем разогретое включение материалом матрицы, одновременно наложив на материал эффективные термоупругие напряжения σ_{ik} ($\mathbf{r}$, t), чтобы сохранить в матрице деформации и напряжения, вызываемые деформациями разогретого включения [5]. Поле однородных температурных напряжений равномерно разогретого включения $\sigma^T_{ik}=-G_1\varepsilon_1\delta_{ik}$($G_1$ — параметр Грюнайзена материала включения, ε_1 — плотность поглощенной во включении энергии, $\delta_{ik}=1$ при $i=k$, $\delta_{ik}=0$ при $i\neq k$) порождает во включении поле однородных деформаций, тензор эффективных напряжений для которых имеет вид $\sigma_{ik}=\sigma_0\delta_{ik}+\sigma_1\delta_{iz}$, где $\sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_0$ и $\sigma_1=\sigma_{zz}-\sigma_{xx}$. Поле продольных смещений, порождаемых радиационно-стимулированным тепловым давлением в матрице $P^T_2=$ $=G_2\varepsilon_2$ (G_2 — параметр Грюнайзена вещества матрицы, ε_2 — плотность поглощенной в матрице энергии) и эффективным тепловым давлением в объеме включения $P^T_1=-\sigma_0$, описывается аналогично деформациям в изотропном материале, для которого усреднение давления по размеру неоднородности [2] дает $\langle P^T(\mathbf{r},\ t)\rangle=(1-c)\,P^T_2(\mathbf{r},\ t)-c\sigma_0(\mathbf{r},\ t)$. Действие напряжений $\sigma_1\delta_{iz}$ приводит к появлению продольной и поперечной акустических волн. Величину смещения в волнах находим исходя из известного выражения, связывающего величину приложенных в малом объеме в направлении оси z сил $F_z=(\partial\sigma_1)/(\partial z)$ с вызываемым ими смещением [6]. Суммируя сигналы отдельных включений и усредняя по объему неоднородности, а также складывая их с продольными импульсами, вызываемыми эффективным тепловым давлением $\langle P^T\rangle$, выражения для компонентов смещения в продольной $\mathbf{u}_l$ и поперечной $\mathbf{u}_t$ акустических волнах запишем в виде

$$u_{li,\,ti}(\mathbf{r},\,t)=\frac{1}{4\pi\rho s^2_{l,\,t}}\iiint\limits_V\left[\frac{\partial P_{l,\,ti}(\mathbf{r}_1,\,t_1)}{\partial t}\,\frac{1}{r'}\,\frac{\partial r'}{\partial x'_i}+P_{li,\,ti}(\mathbf{r}_1,\,t_1)\,\frac{\partial}{\partial x'_i}\left(\frac{1}{r'}\right)\right]d\mathbf{r}', \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}_1=\mathbf{r}-\mathbf{r}$; $t_1=t-r'/s_{l,\,t}$; s_l, s_t — скорости продольной и поперечной звуковых волн в композите; ρ — средняя плотность композита; $P_l=(G_x+G_z\cos^2\theta')\,\bar{\varepsilon}$; $P_{ti}=G_{zx}(\cos^2\theta'-\delta_{iz})\,\bar{\varepsilon}$;

1-й компонент (тяжелая добавка)	2-й компонент (легкая матрица)	G_x^∞	G_{zx}^∞	Тип включения
Свинец	Кварц	1.61	1.64	Пластинчатое
		2.47	—0.62	Игольчатое
	Алюминий	3.31	2	Пластинчатое
		3.84	—0.72	Игольчатое
Вольфрам	Кварц	0.84	—0.59	Пластинчатое
		0.29	0.34	Игольчатое
	Алюминий	0.96	—0.56	Пластинчатое
		0.47	0.33	Игольчатое

$\bar{\varepsilon}=c\varepsilon_1+(1-c)\,\varepsilon_2$ — усредненная плотность поглощенной в среде энергии; θ' — угол между осью z и направлением распространения звука от точки излучения $\mathbf{r}_1$ к точке наблюдения $\mathbf{r}$.

Расчет компонентов тензорной функции генерации $G_{z,\,x}$

$$G_z\bar{\varepsilon}=(1-c)\,P_2^T-c\,(\sigma_0+\sigma_1),\quad G_x\bar{\varepsilon}=(1-c)\,P_2^T-c\sigma_0,$$

$G_{zx}=G_z-G_x$ — упрощает анализ радиационно-акустического отклика композита, поскольку эффекты, связанные с гетерогенностью материала, учитываются только посредством функции генерации.

В общем случае включений эллипсоидальной формы расчет эффективных напряжений σ_{xx}, σ_{zz} приводит к чрезвычайно громоздким выражениям [5]. Однако они существенно упрощаются в предельных случаях формы — пластинчатых (индекс p) и игольчатых (c) включений, когда $(L/R)_p$, $(R^2/L^2)\ll K_1\mu_2/K_2\,|\,\mu_1-\mu_2\,|$. Расчет σ_{xx}, σ_{zz} и подстановка полученных соотношений в выражения для G_x, G_z дают в случае пластинчатых включений

$$G_x=G_y=G_1\,\frac{K_2+2\mu_1+2\mu_2/3}{K_1+4\mu_1/3}\,\frac{c\varepsilon_1}{\bar{\varepsilon}}+G_2\,\frac{(1-c)\,\varepsilon_2}{\bar{\varepsilon}},\quad G_{zx}=G_1\,\frac{2\,(\mu_2-\mu_1)}{K_1+4\mu_1/3}\,\frac{c\varepsilon_1}{\bar{\varepsilon}}. \qquad (2)$$

В случае игольчатых включений

$$G_x=G_y=G_1\,\frac{K_2+4\mu_2/3}{K_1+\mu_2+\mu_1/3}\,\frac{c\varepsilon_1}{\bar{\varepsilon}}+G_2\,\frac{(1-c)\,\varepsilon_2}{\bar{\varepsilon}},\quad G_{zx}=G_1\,\frac{\mu_1-\mu_2}{K_1+\mu_2+\mu_1/3}\,\frac{c\varepsilon_1}{\bar{\varepsilon}}. \qquad (3)$$

Для исследования зависимости компонентов тензорной функции генерации от концентрации включений и плотности поглощенной энергии представим соотношения (2), (3) в виде

$$\frac{G_x}{G_x^\infty}=\frac{1+\alpha G_2/G_x^\infty}{1+\alpha},\quad G_{zx}=\frac{G_{zx}^\infty}{1+\alpha}, \qquad (4)$$

где $G_{x,\,zx}$ — значения, имеющие смысл параметра Грюнайзена $G_{x,\,zx}$ в случае, когда вся энергия излучения поглощается в малой добавке $(\alpha=(1-c)\,\varepsilon_2/c\varepsilon_1\ll 1)$.

Из (4) видно, что G_{zx} максимально (минимально, если $G_{zx}<0$) при $\alpha=0$, а с ростом α монотонно уменьшается (увеличивается), асимптотически приближаясь к нулю. В случае $G_x^\infty/G_2>1$ $(G_x^\infty/G_2<1)$ значение G_x максимально (минимально) при $\alpha=0$, с ростом α монотонно уменьшается (увеличивается), асимптотически приближаясь к G_2. Отношение $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ сильно зависит от энергии частиц излучения, их сорта и может быть очень большим в случае оптического, нейтронного, гамма-излучения, при этом возможны изменения G_x, G_{zx} в широкой области значений. В таблице приведены расчетные данные для G_x^∞, G_{zx}^∞ некоторых двухкомпонентных систем.

Процессы теплообмена между неодинаково разогреваемыми излучением компонентами определяют зависимость от времени плотности поглощенной во включениях и матрице энергии $\varepsilon_{1,\,2}$, что в свою очередь приводит к изменениям во времени функции генерации. Характеристики акустического импульса оказываются зависимыми от соотношения между временем формирования акустического импульса t_s и характерным временем теплообмена t_T [3, 7]. Если эффективный размер включений мал и $t_T \ll t_s$, то формирование акустического импульса происходит практически при выравненных температурах включений и матрицы, тогда $\alpha \gg 1$, $G_z \approx G_x$, $G_{zx} \approx 0$. Наоборот, в случае включений больших размеров, когда $t_T \gg t_s$ и $\alpha \approx 0$, влияние эффектов гетерогенности, проявляющихся в различиях по величине компонентов тензорной функции Грюнайзена и генерации поперечной акустической волны, может быть значительно.

Автор выражает благодарность В. Т. Лазурику за постановку вопроса о генерации поперечных термоакустических волн в композитах.

Список литературы

[1] *Perry F. C.* // J. Comp. Mat. 1972. Vol. 6. N 1. P. 2—12.
[2] *Давыдов А. А., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* // Проблемы ядерной физики и космических лучей. 1984. № 21. С. 43—49.
[3] *Давыдов А. А., Лазурик В. Т.* // Акуст. журн. 1985. Т. 31. С. 705—706.
[4] *Кристенсен Р.* Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. 334 с.
[5] *Эшелби Дж.* Континуальная теория дислокаций. М.: ИЛ, 1963. 247 с.
[6] *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 650 с.
[7] *Давыдов А. А., Корчиков С. Д., Лазурик В. Т.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1850—1851.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию 29 января 1990 г.

---

05 *Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991*

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА АТОМОВ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В. П. Кривобоков, О. В. Пащенко

Введение

При облучении твердого тела пучками ионов имеют место три взаимосвязанных процесса, приводящих к переносу атомов: распыление поверхности, баллистическое ионное перемешивание (БИП) и радиационно-стимулированная диффузия (РСД). Цель данной работы — объединить их описание с учетом взаимного влияния в рамках единой математической модели, которую можно использовать в практике прогнозирования пространственного распределения концентрации атомов при имплантации и ионном перемешивании тонкослойных металлических структур, образующих твердые растворы.

Нами предложена модель, построенная на принципе суперпозиции перечисленных процессов, которая предполагает решение системы уравнений баланса вещества типа

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - U\frac{\partial}{\partial x}\right) C_i = -\nabla\,(j_{bi} + j_{di} + C_i j_m) \tag{1}$$

относительно концентрации C_i. Здесь $i=1, 2, \ldots, n$ — индекс каждого сорта атомов в смеси из n компонентов; U — скорость распыления; j_{bi} — плотность потока атомов i-й компоненты, переносимых в режиме БИП; j_{di} — аналогичная величина для РСД; j_m — плотность потока гидродинамического течения матрицы, вызванного нарушением равновесия плотности вещества вследствие ненулевых значений j_{bi} и j_{di}.