

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.2:539.16.04

© 1992 г. Е.А. Аркаев, Р.Б. Бакшт, А.А. Беспалько,  
А.В. Лучинский, А.В. ФедюнинАКУСТИЧЕСКАЯ РЕАКЦИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ  
МОЩНЫМИ ПОТОКАМИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Мощные источники мягкого рентгеновского излучения (МРИ) находят все большее применение в технологии и для тестирования материалов. Использование мощных потоков МРИ требует знания и надежного контроля энергетических и временных параметров излучения, а также исследования характера его воздействия на различные мишени, в том числе и на твердые тела. Один из методов получения информации об этом основан на изучении характеристик акустических сигналов, возникающих в твердых телах при облучении их мощными потоками энергии [1–5]. Акустические сигналы при облучении образцов из нержавеющей стали синхротронным излучением с энергией квантов до 10 кэВ наблюдали авторы работы [1]. Малая мощность источника и низкий уровень акустических импульсов (в пределах единиц милливольт) не позволили им провести систематические исследования акустической реакции твердых тел на такой вид воздействия.

С целью разработки рентгеноакустического метода контроля параметров излучения и состояния облучаемых материалов нами проведены исследования акустических импульсов, возбуждаемых МРИ с длиной волны 0,1–10 нм. На рис. 1 представлена функциональная схема эксперимента. Источником МРИ (1) служил разработанный нами излучатель на каскадирующей лайнерной системе с коэффициентом преобразования запасаемой накопителем электрической энергии в энергию излучения до 20% [6]. Излучающий объем источника представляет собой плазменный столб диаметром 0,1 см и длиной 1,2 см. Спектральные измерения показали, что до 80% излученной энергии приходится на диапазон 2–7 нм. При этом наблюдается значительная пространственная анизотропия излучения. Согласно измерениям интенсивности спектральных линий, излученная в радиальном направлении от источника энергия составляет ~ 200 Дж, а со стороны торца плазменного столба ~ 70 Дж. Анизотропия излучения связана с большой оптической плотностью плазмы на оси столба. Средняя мощность излучения в осевом направлении ~  $2 \times 10^8$  Вт, пиковая мощность потока МРИ ~  $5 \times 10^8$  Вт, длительность импульса составляет 150–200 нс. Излучение из рабочей камеры источника проходит через отверстия в катоде и коллиматоре на образец. Плотность потока МРИ регулировалась изменением расстояния между нижним краем лайнера и образцом исследуемого материала в пределах  $(0,02 \div 1,0) \times 10^4$  Дж/м<sup>2</sup>. В качестве детектора акустических сигналов использовался широкополосный апериодический пьезопреобразователь, работающий в режиме тока (2). Тарировка этого датчика производилась по способу, описанному в [5, 7], на наносекундном ускорителе электронов с использованием калориметра. Параметры МРИ измерялись рентгеновским вакуумным диодом (3), а также регистрировалось напряжение на газовом лайнере источника (4). Эти три сигнала параллельно записывались на экранах запоминающих осциллографов типа С8–14 (5). Использование в пьезопреобразователе акустической задержки, а также применение акустического и электрического экранов позволили нам работать с акустическими сигналами на уровне 10 мВ. Образцы изготавливались из полиметилметакрилата (ПММА) и сплава алюминия Д16Т. Для сравнения исследовались образцы из кремния, NaCl, силикатного стекла и других материалов. Площадь образцов была не менее 1 см<sup>2</sup>, облучаемая площадь – 0,2 см<sup>2</sup>.

Энергия, вносимая МРИ в образец, вызывает мгновенный нагрев решетки, за счет чего объем увеличивается на  $\Delta V = K_T \Delta T$ , где  $K_T$  – температурный коэффициент расширения. Но так как время передачи энергии мишени значительно меньше времени тепловой релаксации нагретого объема, то этот объем не успевает расшириться, возникает начальное сжатие и из области взаимодействия МРИ с веществом образца распространяется акустический импульс. Амплитуда его пропорциональна градиентам температуры в облученном объеме мишени и во времени. При возбуждении наносекундным пучком электронов с энергией частиц в сотни килоэлектронвольт выполняется условие мгновенного ввода энергии в мишень [5], а при облучении МРИ с выше перечисленными параметрами выполняется другое граничное условие поверхностного нагрева. Во втором случае длительность

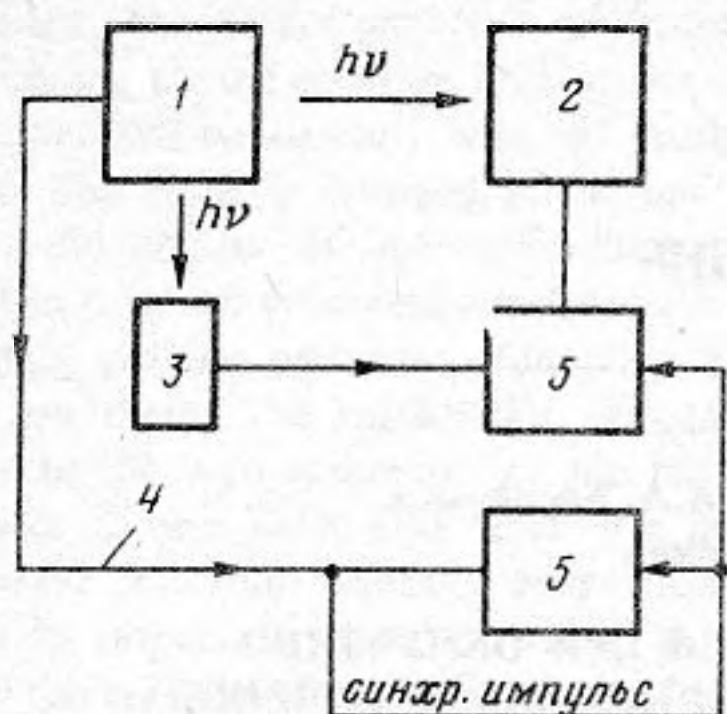


Рис. 1

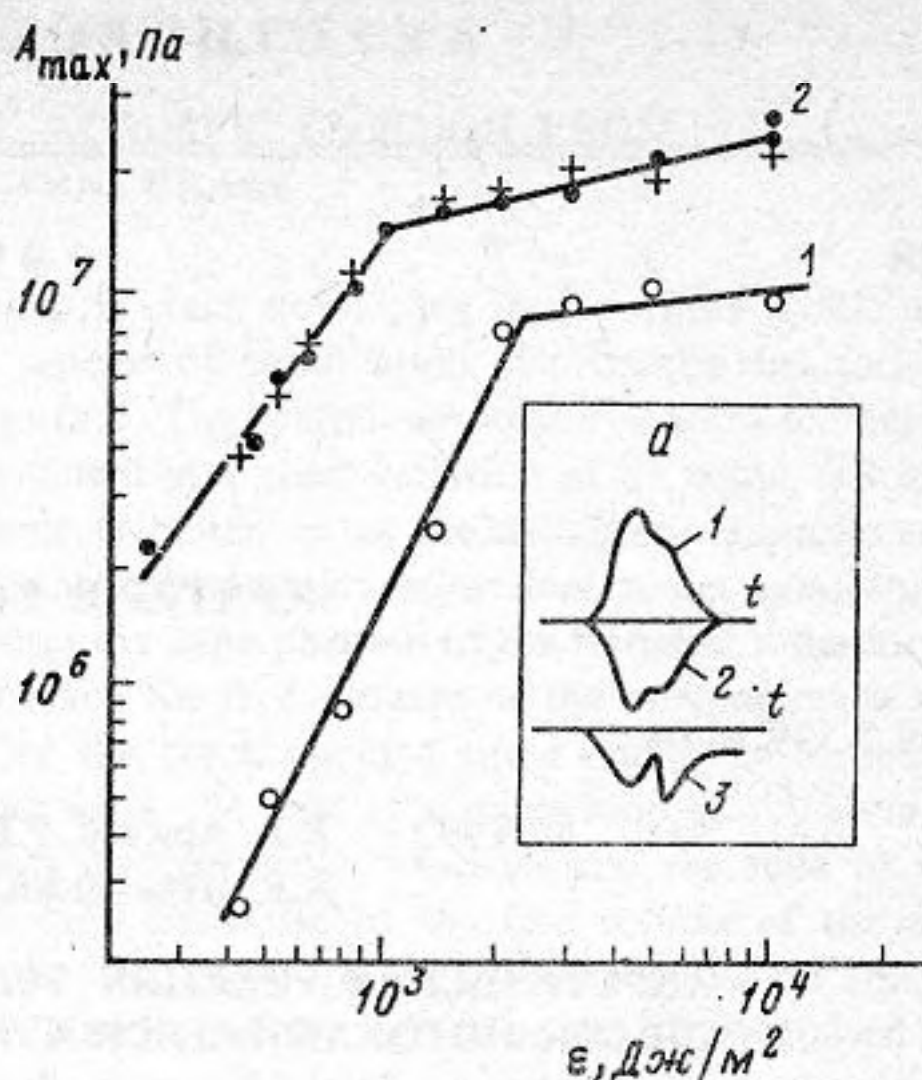


Рис. 2

Рис. 1. Функциональная схема эксперимента

Рис. 2. Зависимость максимальной амплитуды акустического импульса сжатия от поверхностной плотности энергии МРИ: 1 – Д16Т, 2 – ПММА. На вставке (а) приведены типичные осциллограммы: 1 – акустического импульса сжатия, 2 – с вакуумного рентгеновского диода, 3 – напряжения на газовом лайнере

акустического сигнала определяется длительностью импульса воздействия  $t$ , а его профиль – изменением во времени энергии, падающей на облучаемую поверхность образца  $\sigma(x, t) = kE_t$ , в то время как при облучении электронами длительность и форма акустического отклика определяется максимальным свободным пробегом частиц и профилем поглощенной дозы соответственно [4]. Здесь  $\sigma(x, t) = kE_t$ , где  $k$  – коэффициент генерации акустического сигнала, при нормальных условиях равный параметру Грюнайзена. На вставке рис. 2 представлены типичные осциллограммы, регистрируемые с пьезопреобразователя (1) и вакуумного рентгеновского диода (2), а также напряжения на газовом лайнере (3). Видно, что форма акустического импульса сжатия удовлетворительно отображает изменения в интенсивности и времени генерации МРИ. На рис. 2, кривая 1, приведена зависимость максимальной амплитуды этого импульса сжатия  $A_{\max}$  от плотности падающей на образец Д16Т энергии МРИ. В диапазоне поверхностной плотности энергии  $E = (0,05 \div 2,5) \times 10^3$  Дж/м<sup>2</sup> функция  $A_{\max}$  от  $E$  линейна, а при увеличении  $E$  имеет резко выраженную точку перегиба  $E_{\text{кр}}$ . Такая же зависимость получена при облучении образцов ПММА (рис. 2, кривая 2). Здесь точка перегиба на зависимости соответствует плотности энергии  $E_{\text{кр}} \approx 10^3$  Дж/м<sup>2</sup>. Значения  $A_{\max}$  в ПММА при тех же поверхностных плотностях облучения оказались выше, чем в Д16Т, хотя параметр Грюнайзена в обычных условиях выше у Д16Т. Отклонение некоторых экспериментальных точек на линейных участках зависимостей  $A_{\max}$  от  $E$  определенно связано с пульсацией плазмы в источнике МРИ, нестабильностью числа сжатия лайнера и, как следствие, колебанием излучаемой энергии во времени. При дальнейших исследованиях эти колебания можно учесть. Изменение наклона на зависимостях  $A_{\max}$  от  $E$  для обоих материалов при превышении  $E_{\text{кр}}$  по аналогии с лазерным воздействием [3], вероятно, связано с плавлением и испарением вещества мишени. В результате этого происходит вынос части поглощенной энергии, а также экранировка продуктами испарения падающей на образец энергии МРИ. Это подтверждает появление, после превышения  $E_{\text{кр}}$  второго акустического сигнала, отличающегося по амплитудно-временным параметрам от регистрируемого, а также оплавление поверхности мишени в месте воздействия МРИ. Контрольное облучение кристаллов NaCl показало, что и здесь превышение  $E_{\text{кр}}$  приводит к нарушению поверхности и объема в результате хрупкого разрушения образцов. Уменьшение выхода акустической энергии после превышения  $E_{\text{кр}}$  может быть связано и с уменьшением коэффициента генерации акустического сигнала облучаемым веществом вследствие сильного нагрева, так же как и превышение амплитуды  $A_{\max}$  в ПММА относительно Д16Т при тех же параметрах облучения. Это требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Таким образом, облучение твердых тел мощными потоками МРИ приводит к возбуждению акустических импульсов, форма которых удовлетворительно отображает изменение во времени поверхностной плотности энергии, падающей на образец. Наличие линейного участка на зависимости  $A_{\max}$  от  $E$  позволяет использовать акустический сигнал для определения и контроля параметров МРИ.

1. Kim K. Y., Sachse W. X-ray generated ultrasound // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1099–1101.
2. Радиационная акустика // Под ред. Лямшева Л.М., М.: Наука, 1987. 136 с.
3. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
4. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Акустическая дозиметрия интенсивных электронных пучков // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 1. С. 213–215.
5. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Радиационно-акустический метод исследования материалов при облучении электронными пучками наносекундной длительности // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. С. 93–101.
6. Бакшт Р.Б., Лучинский А.В., Федюнин А.В. Источники мягкого рентгеновского излучения с использованием каскадированного лайнера: Препринт № 30. Томск: ТНЦ СО АН СССР, 1990. 12 с.
7. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Способ динамической тарировки пьезоэлектрических датчиков давления и устройство для его реализации: А.с. № 854132 СССР // БИ. 1981. № 29.

Институт сильноточной  
электроники

Поступило в редакцию  
16.01.92

УДК 548:53+534.22

© 1992 г. А.Е. Волоцкий, Б.Д. Зайцев, В.А. Федоренко

### К ВОПРОСУ О НЕСИММЕТРИЧНОСТИ ТЕНЗОРА ГРИНА–КРИСТОФФЕЛЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Известно [1–4], что внешнее статическое воздействие, приложенное к нелинейному кристаллу, приводит к изменению его акустических свойств, поскольку эффективные материальные константы становятся зависящими от величины и ориентации внешнего воздействия. При этом в соответствии с принципом Кюри кристалл переходит из одного кристаллографического класса в другой с более низкой симметрией. Известно также [5], что для кристалла с произвольной симметрией без учета затухания тензор Грина–Кристоффеля, описывающий объемные акустические волны малой амплитуды, является симметричным и имеет вещественные компоненты. Поэтому вдоль любого направления в безграничном кристалле могут распространяться три плоские линейно поляризованные упругие моды со строго перпендикулярными друг относительно друга векторами поляризации.

Однако в последнее время появились работы [6, 7], в которых показано, что для механически свободного нелинейного пьезоэлектрического кристалла, помещенного во внешнее статическое электрическое поле, тензор Грина–Кристоффеля в материальной системе координат становится несимметричным. Появление антисимметричных добавок авторы этих работ связали с обратным пьезоэффектом и в окончательных расчетах ими пренебрегли ввиду малости по сравнению с симметричными частями. Поскольку авторы ограничились лишь констатацией факта несимметричности, то остался невыясненным целый ряд вопросов. Во-первых, будет ли тензор Грина–Кристоффеля несимметричным для непьезоэлектриков, обладающих нелинейными электроакустическими свойствами и помещенных в аналогичные условия. И, во-вторых, к чему приведет указанная несимметричность и в чем ее физический смысл. В настоящей работе даются ответы на поставленные вопросы.

В работе [8] было получено выражение для тензора Грина–Кристоффеля в материальной системе координат для механически свободного кристалла, обладающего нелинейными диэлектрическими, упругими, пьезоэлектрическими и электрострикционными свойствами и находящегося во внешнем электрическом поле. Из этого выражения нетрудно увидеть, что указанный тензор является несимметричным относительно перестановки индексов, даже если исключить из эффективных констант обратный пьезоэффект.

Таким образом, для механически свободного кристалла из любого кристаллографического класса с точечной симметрией, обладающего нелинейными электроакустическими свойствами, при помещении во внешнее статическое и однородное электрическое поле, тензор Грина–Кристоффеля в материальной системе координат становится несимметричным.

Численными методами были найдены собственные значения (фазовые скорости упругих волн) и собственные векторы (векторы поляризации) несимметричного тензора Грина–Кристоффеля для ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и титаната стронция ( $\text{SrTiO}_3$ ). Оказалось, что собственные значения и компоненты собственных векторов отличны от нуля, т.е. векторы поляризации различных мод уже не ортогональны друг другу. На рис. 1 и 2 представлены зависимости углов неортогональности  $\varphi_k$  собственных векторов от направления волновой нормали для  $\text{LiNbO}_3$  YZ-среза и  $\text{SrTiO}_3$  XZ-среза при поле  $\mathcal{E} = 10^8$  В/М и  $\mathcal{E} \parallel [100]$ . На этих рисунках введены следующие обозначения:  $\varphi_k$  – угол