



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

D. I. Vaisburd, V. P. Karateev, S. B. Matlis,
G. A. Mesyats, SCALE EFFECT UNDER
THE BRITTLE RUPTURE
OF ION CRYSTALS BY POWER PULSE
ELECTRON-IRRADIATION,
Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 1989,
Volume 15, Issue 13, 69–72

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru
implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.81

February 14, 2025, 13:53:57



05.1; 10

МАСШТАБНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ХРУПКОМ
РАЗРУШЕНИИ ИОННОГО КРИСТАЛЛА
МОШНЫМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Д.И. В а й с б у р д, В.П. К а р а т е е в,
С.Б. М а т л и с, Г.А. М е с я ц

Плотный электронный пучок сильноточного ускорителя вызывает в твердом теле различные критические явления, многие из которых способны лишить образец механической устойчивости. Среди них хрупкое разрушение имеет обычно самый низкий энергетический порог по сравнению с другими: электрическим пробоем, плавлением, испарением [1, 2]. Изучая разрушение, мы впервые обнаружили сильный масштабный эффект. Использовали наносекундный сильноточный ускоритель ГИН-600 с регулируемыми параметрами электронного пучка: 0.3 МэВ; 2 - 30 нс; 0.1 - 2000 А/см² [3, 4]. Наиболее полные измерения выполнены на квадратных пластинках монокристаллов КСГ. Толщину варьировали в интервале $b = 0.02 - 0.9$ мм, площадь - $\alpha \times \alpha = 1 \times 1 - 10 \times 10$ мм², диаметр коллиматора пучка $d = 1.9 - 5$ мм (рис. 1). Средний пробег пучка $R = 0.25$ мм. С помощью оптического микроскопа отбирали образцы без видимых трещин. Они содержали только микротрещины длиной не более нескольких мкм. Для каждой геометрии, заданной размерами α , b , d , измеряли по методике [4] функцию распределения $F(\phi)$ - зависимость вероятности разрушения от флюенса пучка за импульс и определяли средний порог разрушения $\bar{\phi}$. На рис. 1 показаны экспериментальные зависимости $\bar{\phi}$ от b (вверху слева) и $\bar{\phi}$ от α (вверху справа). Они однотипны: $\bar{\phi}$ убывает, пока $b < R$ и $\alpha < d$, и растет при $b > R$ и $\alpha > d$. Минимумы приходятся на $b \approx R$ и $\alpha \approx d$. Мы установили, что экспериментальные $F(\phi)$ хорошо аппроксимируются известным в механике разрушения распределением Вейбулла: $F = 1 - \exp[-nV(\bar{\phi}/\phi_0)^k]$, где n - средняя плотность опасных дефектов, $V = \alpha^2 b$ - объем образца, ϕ_0 и k - параметры [5]. Оно учитывает 1) увеличение вероятности разрушения с ростом числа опасных дефектов - микротрещин, 2) существование среднего критического механического напряжения $\sigma_{разр}$, при котором микротрещина теряет устойчивость, растет и разрушает образец; $\sigma_{разр}$ достигается при плотности пучка ϕ_0 . Согласно распределению Вейбулла, $\bar{\phi} = \int \phi dF(\phi) = \phi_0 (nV)^{-1/k} \Gamma(1+k^{-1})$, где Γ - гамма-функция. Видно, что зависимость $\bar{\phi}$ от V есть произведение двух функций. Первая ($const V^{-1/k}$) учитывает только убывание $\bar{\phi}$ с ростом среднего числа опасных дефектов. Вторая ($\phi_0(V)$) учитывает только релаксацию в объеме образца механических напряжений, созданных импульсом облучения. Чтобы устранить первую и получить в явном

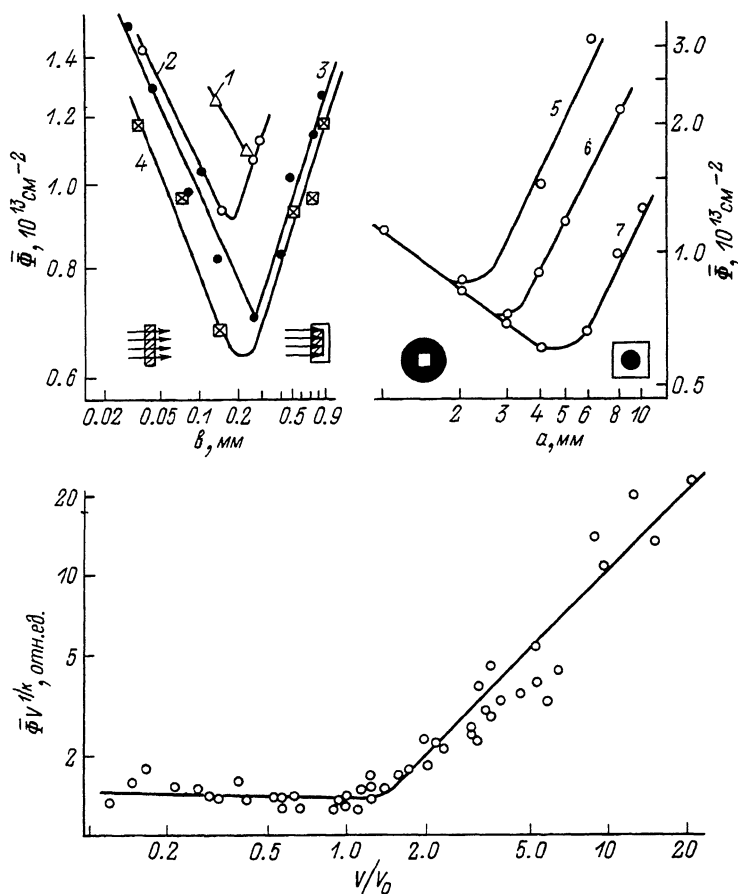


Рис. 1. В в е р х у - средний порог хрупкого разрушения монокристаллов KCl в зависимости: с л е в а - от толщины образца b при различных поперечных размерах $\alpha \times \alpha$ мм²: 1 - 1x1, 2 - 8x8, 3 - 3x3, 4 - 6x6; с п р а в а - от поперечного размера a при различных диаметрах коллиматора пучка d : 5 - 1.9, 6 - 3, 7 - 5 мм. В н и з у - зависимость $\bar{\Phi} V^{1/k}$ от V/V_0 .

виде вторую, мы построили по всем экспериментальным данным зависимость величины $\bar{\Phi} V^{1/k}$ от V/V_0 , где $V_0 = \pi d^2 R / 4$ - максимальный облученный объем образца (рис. 1, внизу). Она оказалась универсальной для всех геометрий облучения. Пока $V/V_0 < 1$, т.е. облучается весь объем образца, величина $\bar{\Phi} V^{1/k}$ постоянна, а при $V/V_0 > 1$ она растет приблизительно пропорционально V/V_0 . Известно, что при наносекундной длительности импульса облучения $\tau_u \ll R/c_p$, где c_p - скорость продольного звука, в образце

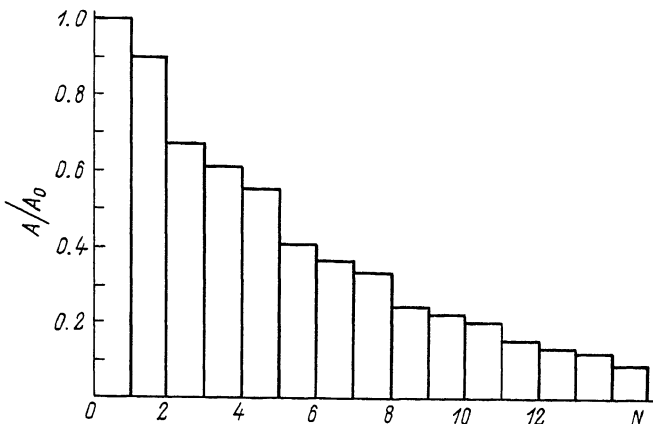


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды импульса продольных механических напряжений от числа отражений.

возникают термоупругие напряжения, пропорциональные дозе в каждой точке: $\sigma(\vec{r}, t) = \rho \gamma D(\vec{r}, t)$, где ρ — плотность, γ — порядка коэффициента Грюнайзена [1]. Они распространяются со скоростью звука в виде биполярных импульсов сжатия–растяжения (волны разгрузки), которые при $\sigma > \sigma_{разр}$, вызывают быстрый рост трещин и разрушают образец за время $t_{разр} = a / v_{трещ}$, где $v_{трещ}$ — средняя скорость роста трещины. По данным прямых измерений $v_{трещ} = 0.3–1.6$ мм/мкс для КСЛ [6]. Обнаруженная нами зависимость (рис. 1, внизу) показывает, что импульс механических напряжений, который сразу после наносекундного облучения пространственно совпадает с облученной частью образца, за $t < t_{разр}$ необратимо расплывается по всему объему образца и соответственно падает его амплитуда. Возникает вопрос, каков механизм столь быстрого и необратимого расплывания? Расчет, включавший фурье-анализ и определение спектра начального импульса, показал, что учет 1) дисперсии звука, 2) его поглощения из-за внутреннего трения, 3) естественной расходимости волнового фронта не дает удовлетворительного объяснения полученной зависимости. Наконец, мы обратили внимание на внутреннее отражение акустических волн от стенок образца, при котором продольные волны частично трансформируются в поперечные и наоборот [7]. Так как скорость продольных волн больше, чем поперечных ($c_l = 4.48$ мм/мкс, $c_t = 1.78$ мм/мкс для КСЛ), то происходит следующее. Когда отражается импульс продольных напряжений, то от него отщепляется и отстает импульс поперечных, а когда отражается импульс поперечных, то от него отщепляется и убегает вперед импульс продольных. Расчет показал, что амплитуда импульса сжатия или растяжения убывает в e раз в среднем за 5–7 отражений (рис. 2) и характерное время необратимого расплывания начального импульса меньше времени разрушения. Авторы благодарны О.М. Шумскому за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] O s w a l d R.B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. NS-13. P. 63.
- [2] В а й с б у р д Д.И., Б а л ы ч е в И.Н. // Письма в ЖЭТФ, 1972. Т. 15. С. 537.
- [3] К о в а л ь ч у к Б.М., М е с я ц Г.А., С е м и н Б.Н., Ш п а к В.Г. // ПТЭ, 1981. Т. 4, 15.
- [4] В а й с б у р д Д.И., С е м и н Б.Н., Т а в а н о в Э.Г. и др. Высокoэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск: Наука, 1982.
- [5] Г у м б е л ь Э. Статистика экстремальных значений. М.: Мир, 1965.
- [6] С у р ж и к о в В.П., М а т л и с С.Б., Я к о в л е в В.Ю.// ФТТ, 1987. Т. 29. С. 64.
- [7] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, т. 15, вып. 7

12 апреля 1989 г.

06.2; 07; 12

ГЕНЕРАЦИЯ И СТРОБИРОВАНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ УСТРОЙСТВОМ, ОСНОВАННЫМ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А. Г а л в а н а у с к а с, А. К р о т к у с,
А. Л а з у т к а, Е. Л. П о р т н о й,
Н. М. С т е л ь м а х

При помощи оптоэлектронных устройств, в которых совмещены лазеры сверхкоротких импульсов и быстродействующие полупроводниковые фотоприемники, получено временное разрешение пико- и фемтосекундного диапазона [1, 2]. Для более широкого применения таких устройств необходима замена громоздких и энергоемких твердотельных лазеров и лазеров на красителях, которые в настоящее время используются для коммутации сверхкоротких электрических импульсов, на компактные и удобные в обращении пикосекундные полупроводниковые лазеры. Первые такие попытки предпринимались в работах [3, 4], в которых была показана возможность формирования при помощи импульсов, генерируемых полупроводниковыми лазерами, электрических перепадов с временами нарастания порядка 20 пс и амплитудами в несколько сот милливольт. В настоя-