

- [4] Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232с.
- [5] Askin M., Gavalier J.R., Gragg J., Desoux M. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 4. P. 1044-1048.
- [6] Алексеев А.Н., Козлова Н.Д., Козырев А.Б., Самойлова Т.Б. // Радиоэлектроника за рубежом. 1981. В. 4. С. 1-28.

Ленинградский электротехнический институт им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
6 апреля 1989 г.
В окончательной редакции
27 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16 26 августа 1986 г.
05.4

ТЭТА - ВСПЫШКИ В ВОЗВРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ И СОЕДИНЕНИЯХ С ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ - ИЗОЛЯТОР

А.И. Буздин, В.В. Мощалков,
А.Ю. Симонов

При взаимодействии высокоэнергетических заряженных частиц с конденсированными средами в окрестности трека частицы возможны кратковременные температурные вспышки, рассмотренные М.И. Кагановым, И.М. Лифшицем, Л.В. Тантаровым [1, 2] и названные ими тэта-вспышками.

В настоящей статье предлагается механизм использования таких вспышек для обнаружения, регистрации и спектроскопии высокоэнергетичных заряженных частиц, основанный на том, что в ряде соединений при повышении температуры наблюдается резкое падение сопротивления. В качестве примера можно привести возвратный сверхпроводник $ErRh_4B_4$, который находится в сверхпроводящем состоянии лишь при температуре, лежащей в интервале от $T_{c2} = 0.93$ К до $T_{c1} = 8.7$ К [3]. Если поддерживать образец при температуре, чуть меньшей, чем температура нижнего перехода T_{c2} , то при пролете высокоэнергетичной частицы вещество в объеме тэта-вспышки перейдет на какое-то время в сверхпроводящее состояние. Подобный переход может быть легко зарегистрирован по возникновению сверхпроводящей закоротки и падению напряжения между контактами на противоположных сторонах образца.

Аналогичная ситуация может возникнуть также в соединениях с резким переходом металл-изолятор, например в VO_2 , переходящем при нагреве в металлическое состояние ($T_c = 340$ К)

со скачком по сопротивлению на 4-5 порядков [4]. Заметим, что из-за существенных технических трудностей, связанных с поддержанием температур ниже 1 К, с практической точки зрения сейчас представляется более интересным исследовать именно ситуацию в двуокиси ванадия. Поэтому все численные расчеты, результаты которых приведены ниже, проводились именно для VO_2 . При этом принималось, что образец имеет форму тонкой пластины толщиной L , расположенной нормально к падающей частице.

Заметим, что энергия, передаваемая частице, достаточно велика и в отдельных случаях может привести даже к локальному плавлению и перекристаллизации в облучаемом образце. Так, для ядер O^{16} с энергией 10 МэВ/нуклон, рассеиваемых в диоксиде ванадия, потери энергии E на единицу длины пути $-dE/dx \approx 0.6$ эВ/А. При этом более 90 % этой величины передается электронной подсистеме, в результате чего возникает большая разность температур между электронной и фононной подсистемами. Для адекватного анализа ситуации необходимо решать систему из двух уравнений для распределения фононной и электронной температур T_p и T_e [1, 2]:

$$C_e(T_e) \partial T_e / \partial t = \text{div} [\kappa_e(T_e) \text{grad}(T_e)] - U(T_e, T_p), \quad (1)$$

$$C_p(T_p) \partial T_p / \partial t = \text{div} [\kappa_p(T_p) \text{grad}(T_p)] + U(T_e, T_p)$$

с начальными и граничными условиями

$$T_e(t=0) = T_{0e} \delta(\rho), \quad (1')$$

$$T_p(t=0) = T_{0p} \delta(\rho),$$

$$T_e|_{\Sigma} = T_p|_{\Sigma} = \theta, \quad (1'')$$

где $C_e(T)$, $C_p(T)$ - теплоемкости, $\kappa_e(T)$, $\kappa_p(T)$ - коэффициенты теплопроводности для электронов и фононов соответственно (в последующих расчетах их значения взяты из [4]), дельта-функция $\delta(\rho)$ означает, что тепло выделяется вдоль трека, функция $U(T_e, T_p)$ описывает теплообмен между электронной и фононной подсистемами (она была рассчитана в [2]). Предполагая, что на поверхности пластины поддерживается постоянная температура θ , записываются кривые условия (1'').

Численное решение (1) показало, что за время $\tau \approx 10^{-14}$ с T_e и T_p выравниваются и далее практически не будут различаться. Поэтому в "грубой" временной шкале с $\Delta t \gg 10^{-14}$ с можно в [1] положить $T_e = T_p = T$ и решать суммарное уравнение:

$$(C_e(T) + C_p(T)) \partial T / \partial t = \text{div} [(\kappa_e(T) + \kappa_p(T)) \text{grad}(T)], \quad (2)$$

$$T(t=0) = T_0 \delta(\rho),$$

$$T|_{\Sigma} = \theta.$$

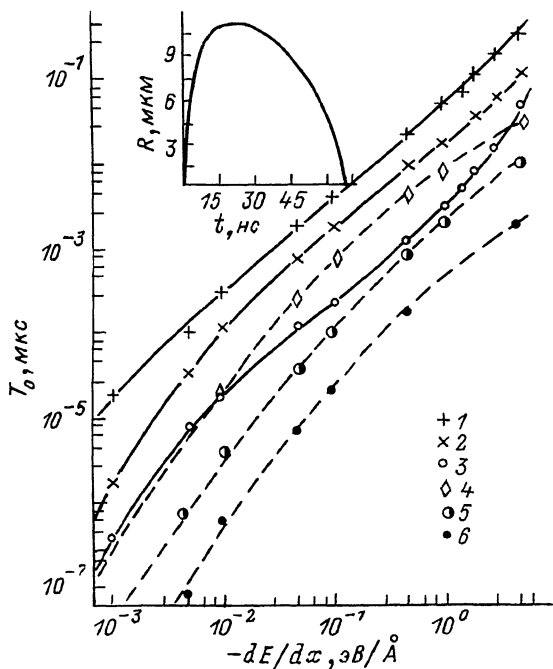


Рис. 1. Зависимость времени схлопывания тэта-вспышки T_0 от величины энергетических потерь частицы на единице длины пути $-dE/dx$. Сплошные линии соответствуют $L = 500$ мкм, штриховые линии — $L = 50$ мкм. Кривые 1, 4 получены для $\theta = 339$ К, 2, 5 — для $\theta = 330$ К, 3, 6 — для $\theta = 273$ К. На врезке — зависимость радиуса тэта-вспышки от времени.

Из приведенной на врезке рис. 1 зависимости радиуса тэта-вспышки от времени (случай $\theta = 273$ К, $-dE/dx = 2$ эВ/А, здесь и везде ниже все значения R приводятся для $x = L/2$) видно, что R быстро достигает R_{max} , а затем медленно спадает до 0. Заметим, что при малых значениях потеренной энергии решение слабо зависит от граничных условий, т. к. время рассасывания тэта-вспышки T_0 много меньше времени, необходимого для распространения граничной температуры $t_0 \sim L^2 / \langle k \rangle$, где $\langle k \rangle$ — некоторое среднее значение коэффициента температуропроводности. Отсюда следует сильная зависимость решения от L .

Зависимость T_0 и R_{max} от величины теряемой энергии при различных значениях параметров θ и L приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Из сравнения кривых 1, 2, 3 ($L = 500$ мкм)

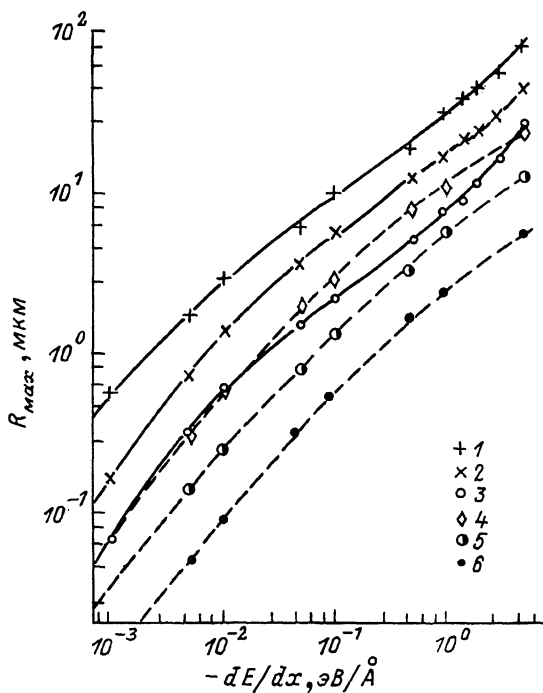


Рис. 2. Зависимость максимального радиуса тэта-вспышки R_{max} от величины теряемой частицей энергии. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

и 4, 5, 6 ($L = 50$ мкм) видно, что ϕ может играть роль регулятора „полосы пропускания“ частиц по энергии, смещая его для приведенных на рисунках кривых почти на порядок. Считая, что для регистрации тэта-вспышки необходимо, чтобы ее радиус превышал 0.5 мкм, получаем, что время срабатывания $\tau_{min} \ll 10^{-9}$ с во всех исследованных случаях. Таким образом, основные характеристики предполагаемого устройства сравнимы или лучше, чем аналогичные параметры полупроводниковых детекторов [5, 6]. Все кривые, приведенные на рис. 1 и 2, сильно зависят от величины теряемой энергии, которая однозначно связана с энергией частицы [7]. Это дает возможность использовать данные структуры в качестве спектрометров.

Нами проведены также оценки влияния случайно распределенных дефектов (поры, трещины различной глубины) на обсуждаемые выше характеристики. При существенно завышенных плотностях дефектов (0.01–0.1 % всех узлов занято порами или

0.1–0.5 % поверхности занято трещинами) полученные результаты отличались от идеальных не более, чем на 10 %.

Таким образом, представляется возможным использование описанных выше структур в качестве детекторов заряженных частиц.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. В. 4. С. 391–402; Лифшиц И.М. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. Избранные труды. М.: Наука, 1987. 552 с.
- [2] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. В. 2. С. 232–237.
- [3] Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич С.В. // УФН. 1984. Т. 144. В. 4. С. 597–642.
- [4] Мотт Н.Ф. Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979. 344 с.
- [5] Дирнли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М.: Мир, 1966. 359 с.
- [6] Лейстер Р. В кн.: Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. Дубна: ОИЯИ, 1988. С. 332.
- [7] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.
В окончательной редакции
19 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
07; 12

26 августа 1989 г.

ТУЛЛИЕВЫЙ ЛАЗЕР

Б.М. Антипенко, В.А. Бученков,
Т.И. Киселева, Л.И. Крутова,
А.А. Никитичев, В.А. Письменный

Несмотря на множественность эффектов генерации, полученных на переходах иона Tm : ${}^3F_4 - {}^3H_6$ [1], ${}^3H_4 - {}^3F_4$ [2], ${}^3H_4 - {}^3H_5$ [3], $I_{D_2} - {}^3F_4$ [4], эффективной лазерной ситуации до сих пор не было найдено, и в лексике специалистов по твердотельным лазерам отсутствует понятие „туллийевый лазер“.