

нием $\beta_{\text{выкл}} \approx k(k-1 + \alpha_{II})^{-1}$. При этом максимальные допустимые значения плотности выключаемого анодного тока достигают 1000—2000 А/см².

Температурная зависимость коэффициента выключения обусловлена в основном приблизительно линейным характером изменения тока удержания ФИИТ, уменьшающегося с ростом температуры. Вместе с тем на других образцах наблюдался обратный характер температурной зависимости коэффициента выключения.

На рис. 2, б представлена зависимость коэффициента выключения ФИИТ от длительности t_1 выключающего импульса тока I_1^- . Видно, что при уменьшении длительности выключающего импульса тока его амплитуда, необходимая для запираания ФИИТ, должна быть повышена с целью сохранения извлекаемого заряда. Характерные значения t_1 , при которых коэффициент выключения ФИИТ перестает зависеть от длительности выключающего импульса тока, находятся в пределах 5—10 мкс. Эти значения t_1 существенно меньше, чем в двухоперационных тиристорах на основе кремния.

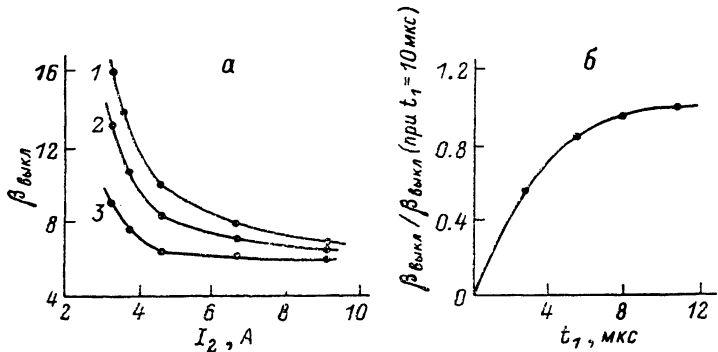


Рис. 2.

В заключение отметим, что экспериментальные образцы имели активную площадь около 0.01 см². Поэтому вопрос о выключении ФИИТ большой площади током управления остается не до конца выясненным. Вместе с тем следует ожидать, что и в ФИИТ большей площади в отличие от традиционных кремниевых структур также будет иметь место эффект выключения током управления. Это связано прежде всего с конструктивными особенностями ФИИТ, исключающими неоднородный характер переключения прибора при токах вплоть до 10³ А/см² [1].

Литература

- [1] Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Никитин В. Г. и др. Письма ЖТФ, 1983, т. 9, № 11, с. 652—655.
- [2] Алферов Ж. И., Ефанов В. М., Задиранов Ю. М. и др. Письма ЖТФ, 1986, т. 12, № 21, с. 1281—1285.
- [3] Григорьев Б. И., Корольков В. И., Рожков А. В., Юферев В. С. ФТП, 1985, т. 19, № 5, с. 878—884.
- [4] Грегов И. В., Линийчук Н. А. Тиристоры, выключаемые током управления. Л.: Энергоиздат, 1982. 95 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
18 октября 1987 г.

СООТНОШЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА И ЗВУКА В ТВЕРДОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Ю. Н. Вершинин

Из представлений о перегревной неустойчивости как основном механизме катодного разряда в твердых диэлектриках [1] и их конечной теплоемкости следует [2], что скорость разряда с катода должна быть ограничена «сверху» скоростью звука. Это связано с пре-

обладающим влиянием взаимодействия электронов проводимости с «горячими» акустическими фононами, разогрев которых при пробое должен завершиться фазовым переходом и возникновением первичного канала разряда [3].

Выполненные ранее экспериментальные исследования скорости разряда v_p в твердых диэлектриках не позволяют однозначно определить соотношение между скоростями разряда с катода v_{pk} и анода v_{pa} , с одной стороны, и скоростью звука c_0 , с другой. В тех случаях, когда скорость v_p традиционно вычислялась путем деления величины разрядного промежутка d или длины канала разряда l_p на временной интервал t_p , определяемый из осциллограмм, закономерные связи между v_p и c_0 не обнаруживались [4]. Непосредственное намерение v_p в кристаллах NaCl методом электронно-оптической хронографии [5] фактически приводило к соотношениям $v_{pk} < c_0$, $v_{pa} > c_0$. Однако эксперимент проводился в ограниченном интервале параметров воздействующего напряжения, и в работе [5] на эту закономерность не было обращено внимание.

Ниже приводятся результаты электронно-оптического хронографирования импульсного разряда в кристаллах NaCl в широком интервале параметров воздействующего напряжения и величин разрядного промежутка ($2 \cdot 10^4 \leq U \leq 4 \cdot 10^5$ В, $5 \cdot 10^9 \leq dU/dt \leq 10^{14}$ В/с, $10^{-9} \leq t_p \leq 10^{-4}$ с, $3 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 3 \cdot 10^{-2}$ м).

В эксперименте синхронно регистрировались временные развертки свечения в образце и осциллографировались импульсы напряжения. Ошибка в определении напряжения U_0 , при котором в разрядном промежутке появлялось свечение и возникал первичный канал разряда, не превышала 15%. Выявленные закономерности сопоставлялись с данными [5], для чего было дополнительно проанализировано свыше 600 первичных хронограмм разряда в NaCl, полученных в процессе выполнения этой работы.

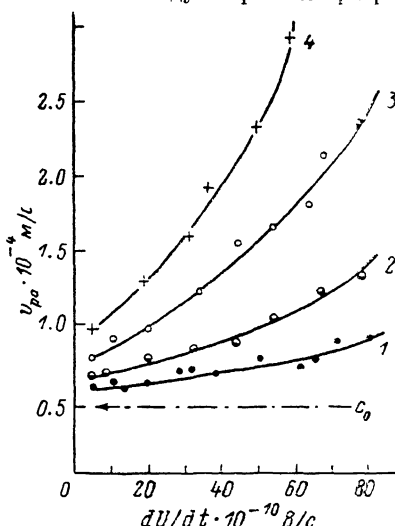


Рис. 1. Скорость v_{pa} в кристаллах NaCl ($d=10^{-2}$ м) при напряжениях: $U_0=4 \cdot 10^4$ (1), $5 \cdot 10^4$ (2), $6 \cdot 10^4$ (3), $7 \cdot 10^4$ В (4).

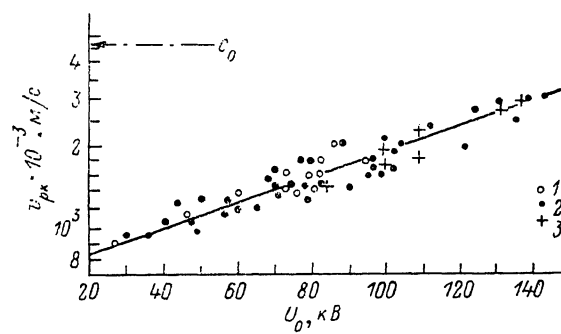


Рис. 2. Скорость v_{pk} в кристаллах NaCl; $d=6 \cdot 10^{-3}$ (1), 10^{-2} (2), $1.5 \cdot 10^{-2}$ м (3).

В указанных выше условиях эксперимента установлено, что а) пределы измерения v_{pk} и v_{pa} следующие: $8 \cdot 10^2 \leq v_{pk} \leq 4.1 \cdot 10^3$ м/с, $5.4 \cdot 10^3 \leq v_{pa} \leq 10^6$ м/с; б) скорость звука $c_0=4.78 \cdot 10^3$ м/с [6] является верхним пределом скорости разряда с катода ($v_{pk} < c_0$) и нижним — с анода ($v_{pa} > c_0$); в) скорость v_{pa} определяется преимущественно напряжением U_0 и соответствующим ему мгновенным значением dU/dt (рис. 1); г) скорость v_{pk} зависит исключительно от величины U_0 , влияние d (рис. 2) и dU/dt (рис. 3) на v_{pk} отсутствует.

Выявленные закономерности позволяют использовать представления и методы физики высоких плотностей энергии [7, 8] для описания динамики и параметров состояния вещества в канале разряда на фронте фазового перехода при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях его распространения. Кроме того, становится очевидным, что скорость этого процесса в различных диэлектрических средах и его «стартовые» параметры (U_0 , dU/dt) представляют самостоятельный интерес и должны стать предметом систематических исследований.

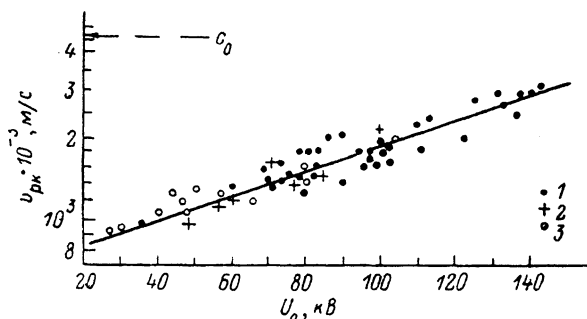


Рис. 3. Скорость $v_{рх}$ в кристаллах NaCl; $0 < dU/dt \leq 1.5 \cdot 10^8$ (1) $1.5 \cdot 10^8 < dU/dt \leq 3 \cdot 10^8$ (2), $dU/dt > 3 \cdot 10^8$ В/с (3).

Литература

- [1] Вершинин Ю. Н., Зотов Ю. А. ФТТ, 1975, т. 17, № 3, с. 826—834; там же, 1975, т. 17, № 12, с. 3487—3494.
- [2] Вершинин Ю. Н. Докл. Всемирного электротехнического конгресса. М., 1977, с. 1—18.
- [3] Вершинин Ю. Н. ДАН СССР, 1984, т. 279, № 4, с. 880—884.
- [4] Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 224 с.
- [5] Кузнецов Ю. И. Автореф. канд. дис. Томск, 1975. 28 с.
- [6] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1007 с.
- [7] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [8] Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля (пер. с англ.). М.: Мир, 1974. 483 с.

Уральский научный центр
Институт электрофизики АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
20 октября 1987 г.

КОМПЕНСАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДРЕЙФА УГЛА ДИФРАКЦИИ В НЕКОЛЛИНЕАРНОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ФИЛЬТРЕ

В. М. Епихин, Ю. К. Калинин

В настоящее время перестраиваемые акустооптические фильтры (АОФ) применяются в различных оптических устройствах для селекции из широкого спектрального диапазона излучения узкой линии и изменения ее длины волны в соответствии с частотой управляющего сигнала [1-2].

Одна из особенностей неколлинеарной геометрии акустооптического взаимодействия, обусловленная неселективной дисперсией света, заключается в зависимости пространственного положения продифрагировавшего луча от длины волны излучения. При работе фильтра в широком спектральном диапазоне это может привести к «сползанию» пучка продифрагировавшего излучения за пределы чувствительной площадки приемника и уменьшению регистрируемого сигнала. В данной работе показана возможность эффективного подавления этого нежелательного эффекта без использования внешних компенсирующих элементов только за счет выбора угла наклона выходной грани фильтра. Приведены результаты расчета параметров таких фильтров на кристалле парателлурита (TeO_2).

На рис. 1 приведена схема неколлинеарного АОФ на одноосном положительном (для определенности) кристалле. Необыкновенный луч K_e падает нормально на входную грань.