

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ CsI(Tl) ПРИ
ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА РЕНТГЕНОВ-
СКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. П. Калашников, В. К. Ляпидевский, Ю. А. Михайлов,
В. А. Прорвич, А. В. Роде, А. В. Сартори, Г. В. Склизков,
С. И. Федотов

УДК 537.531:621.039.66

Исследованы параметры спинтилляционного им-
пульса в кристаллах CsI(Tl) в зависимости от ин-
тенсивности рентгеновского излучения лазерной
плазмы Q . Обнаружены изменения формы импульса,
рост удельного световыхода на 30%, а затем умень-
шение его в 4 раза при изменении Q от 10^{21} до
 10^{25} эВ/см²·с.

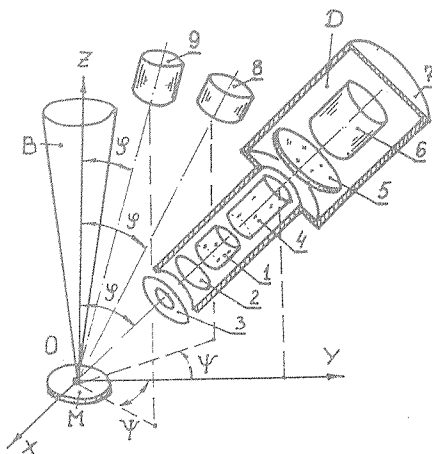
Спинтилляционные детекторы широко применяются для рентге-
новской диагностики короткоживущей горячей плазмы [1,2]. Одной
из особенностей регистрации рентгеновского излучения (РИ) плаз-
мы спинтилляционными детекторами является отклонение от линей-
ности их функции отклика при высокой плотности потока квантов.
Из-за крутого спада спектральной плотности РИ в области больших
энергий квантов, основная доля его поглощается в тонком поверх-
ностном слое спинтиллятора (для CsI(Tl) ~ 1 мкм). Оценки пока-
зывают, что при регистрации РИ плазмы, получаемой на лазерной
термоядерной установке "Дельфин - Г", плотность потока РИ мо-
жет достигать 10^{24} эВ/см²·с. При этом в спинтилляторе происхо-
дит перекрытие областей ионизации отдельных фотоэлектронов, что
равновесильно увеличению удельных ионизационных потерь регистри-
руемого излучения. В результате изменяется функция отклика де-
тектора, в частности, удельный световыход спинтиллятора.

В работе проведено экспериментальное исследование удельного
световыхода и формы спинтилляционного импульса для кристаллов

СвI(Tl) при различной интенсивности РИ плазмы.

Для нагрева плазмы использовано излучение предварительных каскадов ускорения установки "Дельфин - I". Средняя энергия лазерного излучения, подводимого к мишени, составляла 20 Дж при длительности импульса 2,5 нс.

Излучение В фокусировалось в точку О на плоскую массивную мишень М из Al нормально к поверхности (рис. 1). Фокусировка осуществлялась двухкомпонентным объективом с эквивалентным фокусным расстоянием $f = 313$ мм и абберационным кругом рассеяния $d = 35$ мкм. Плотность потока лазерного излучения q составляла $\sim 10^{15}$ Вт/см² /3/. Сцинтилляционный детектор D регистрирует РИ плазмы, выходящее под углом $\varphi = 30^\circ$ от нормали к поверхности мишени. РИ проходит коллиматор (3), вырезающий пучок с углом расходимости $< 0,05$ рад, защитный фильтр 30 мкм Ве (2) и поглощается в сцинтилляторе СвI(Tl) (1). Свет из сцинтиллятора через световод (4) длиной 300 мм и систему светофильтров (5) попадает на фотокатод ФЭУ (6). Светофильтры служат для ограничения свето-



Р и с. 1. Схема эксперимента. В - лазерное излучение; М - мишень; Д - сцинтилляционный детектор; I - СвI (Tl); 2 - защитный фильтр; 3 - диафрагма; 4 - световод; 5 - светофильтр; 6 - ФЭУ; 7 - электромагнитный экран; 8 - ТЛД; 9 - монитор

вого потока при больших энерговыделениях в сцинтилляторе и выделения необходимых спектральных областей излучения сцинтиллятора. Весь детектор D заключен в электромагнитный экран (7), защищающий ФЭУ от импульсных полей установки. Термолюминесцентные детекторы (8) и (9), положение которых задается углами φ и ψ (рис. 1), определяли спектральные характеристики РИ и его полную энергию за фильтром 30 мкм Ве. Конструкция детектора и регистрирующая схема позволяли проводить измерения формы и световых выходов в полосах собственного и активаторного излучений при изменении плотности рентгеновского потока от 10^{21} до 10^{24} эВ/см².с. Последняя варьировалась путем изменения расстояния от сцинтилляционного детектора до плазмы от 7 до 200 мм. Существенно, что при этом не изменялся спектральный состав РИ, поскольку удельный световыход сцинтилляторов зависит также от энергии квантов в потоке и сцинтилляционных свойств поверхности кристалла /1,4/.

Для нахождения распределения поглощенной в кристалле CsI(Tl) энергии по глубине измерялась кривая ослабления РИ в бериллиевых поглотителях с помощью детектора (8). Авторы работы /5/, восстановив спектр РИ по кривой ослабления, рассчитали его поглощение в сцинтилляторе. Более простым и простым при достаточной точности является метод, основанный на следующем. Для фиксированной энергии квантов E_γ толщины слоев Ве и CsI(Tl) с одинаковым пропусканием относятся как $K = \mu_1(E_\gamma)/\mu_2(E_\gamma)$ где μ_1 и μ_2 - полные линейные коэффициенты поглощения РИ в CsI и Ве. Основная доля энергии потока РИ при температуре плазмы $T_e = 0,5$ кэВ за фильтром 30 мкм Ве сосредоточена в узком спектральном интервале от 1,5 до 2,5 кэВ, где K меняется в пределах $\pm 30\%$. (Температура плазмы определена по кривой ослабления.) Таким образом, распределение поглощенной энергии в бериллиевом поглотителе совпадает с точностью 30% с аналогичным распределением для CsI, шкала толщин для которого сокращена в K раз. Вид распределения учитывался при определении среднего значения плотности поглощенной энергии.

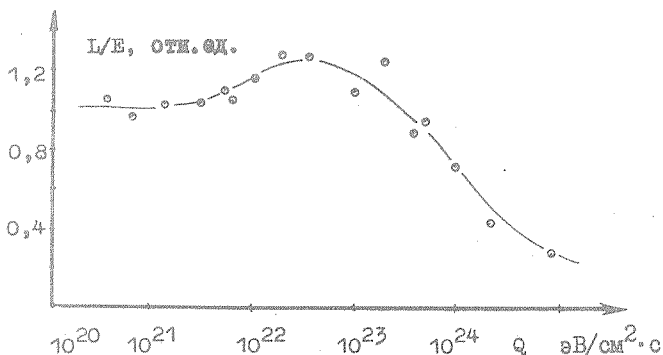
В результате измерений обнаружено, что длительность и доля собственного свечения в кристаллах CsI(Tl), выделяемого светом фильтром УФС-2, возрастают с увеличением плотности потока РИ Q . Длительность собственного свечения t_c достигала 15 нс при $Q = 10^{24}$ эВ/см².с. Это более чем вдвое превышает t_c при возбуж-

дени кристалла отдельными квантами.

Для активаторного излучения получена зависимость его удельного суммарного световыхода за 10 мкс после импульса от Q , представленная на рис. 2. Обнаружено, что при увеличении Q от 10^{22} до 10^{23} эВ/см²·с наблюдается увеличение L/E примерно на 30%, а при дальнейшем увеличении Q — уменьшение удельного световыхода более чем в 4 раза. В области максимального удельного световыхода наблюдалось затягивание нарастания активаторного свечения (в 2+3 раза) и появление "плоской" вершины длительностью несколько сот наносекунд, а при еще более высокой плотности — уменьшение времени нарастания.

Интерпретация полученных результатов проводилась в рамках разработанных ранее представлений о формировании сцинтилляционного импульса в CsI(Tl) /6/. Учитывался вид кривой поглощения рентгеновского излучения в кристалле и характер возможных перекрытий областей ионизации отдельных фотоэлектронов в течение рентгеновского импульса.

Увеличение световыхода активаторного свечения обусловлено сближением областей ионизации на расстоянии порядка их размеров (несколько сот ангстрем). При этом часть v_k -центров, не прокомбинированных с Tl^0 -центрами в "своей" области ионизации, диффундируют к Tl^0 -центрам в соседних областях ионизации и



Р и с. 2. Зависимость удельного световыхода L/E CsI(Tl) от средней плотности поглощенной мощности рентгеновского излучения Q

после рекомбинации с ними дают дополнительный вклад в активаторное свечение. При дальнейшем повышении плотности потока РИ происходит сильное перекрытие отдельных областей ионизации и возрастание начальной концентрации неравновесных носителей заряда в перекрытых областях ионизации до величины $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, превышающей концентрацию активаторных центров. Это приводит к "насыщению" активаторных центров в большей части объема кристалла, где произошло поглощение рентгеновского излучения. В более глубоких слоях кристалла ($\sim 10^{-4} \text{ см}$) происходит спад насыщения в соответствии с видом кривой поглощения рентгеновского излучения. Диффузия "избыточных" V_K -центров из основного объема поглощения к Tl^0 в "ненасыщенной" области на расстояние $\sim 10^{-4} \text{ см}$ приводит к генерации активаторного свечения с характерным временем в сотни микросекунд. Это свечение в течение сцинтилляционного импульса $\text{CsI}(\text{Tl})$ (10^{-6} с) практически не дает вклада в светосумму сцинтилляции.

Оценка среднего расстояния между электронами и автолокализованными дырками, при рекомбинации которых возникает собственное свечение с длительностью $\sim 15 \text{ нс}$, полученной в результате измерений, дает величину также $\sim 10^{-4} \text{ см}$, что соответствует глубине поглощения рентгеновского излучения в кристалле и еще раз свидетельствует о формировании светового импульса на макроскопических расстояниях при возбуждении кристалла интенсивным рентгеновским импульсом.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости коррекции показаний сцинтилляционных детекторов, используемых для рентгеновской диагностики короткоживущей горячей плазмы, при интерпретации экспериментальных измерений.

Поступила в редакцию
14 марта 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Блаженков и др., Препринт ФИАН № 25, М., 1979 г.
2. В. В. Александров и др., Препринт ИАЭ № 3158, М., 1979 г.
3. Н. Г. Басов и др., Труды ФИАН, 103, 3 (1978).
4. В. В. Аверкиев и др., ПТЭ, № 3, 152 (1982).
5. J. G. Fronko, D. Kohler, L. F. Chase, NIM, 164, N 3, 491 (1979).

6. В. К. Ляпидевский, В. А. Прорвич, Н. Н. Хренников, в сб.
"Экспериментальные методы ядерной физики" под ред. В. М. Ко-
лобашкина, Атомиздат, М., 1978 г., вып. 3, с. 34.