

непрерывного сдвига полосы возбуждения в длинноволновую сторону при увеличении концентрации CdS. Известно, что излучение редкоземельного центра в матрицах  $A^{IV}B^{VI}$  возникает за счет передачи энергии возбуждения от «самоактивированного» центра к редкоземельному [8—9]. Действительно, полученные нами спектры возбуждения серии ZnSCdS—Er-люминофоров хорошо совпадали с полученными ранее спектрами возбуждения «самоактивированных» образцов [4].

На двойном спектрофотометре МРФ-2А были сняты спектры излучения всей серии люминофоров при возбуждении каждого образца в максимуме соответствующей полосы чувствительности. Неодинаковая интенсивность возбуждения в разных спектральных участках ксеноновой лампы уравнивалась с помощью сеток различной плотности.

На рис. 2, б представлена зависимость интегральной интенсивности наблюдаемых в видимой области групп линий излучения при изменении концентрации CdS. При введении в сульфид цинка до 10% сернистого кадмия интенсивность свечения обеих групп возрастает, что, по-видимому, обусловлено увеличением вероятности запрещенных переходов в ионах  $Er^{3+}$  при нарушении симметрии ближайшего окружения примесного иона. При дальнейшем увеличении содержания CdS в решетке основания яркость свечения образцов уменьшается, и около 44 мол.% CdS исчезает более коротковолновая группа, а около 50 мол.% и длинноволновая.

То, что видимое излучение ионов  $Er^{3+}$  в матрице ZnSCdS наблюдается только до определенной концентрации CdS в основании, связано с механизмом возбуждения РЗ центра в решетке  $A^{IV}B^{VI}$  [3, 9]. Уровень  ${}^4S_{3/2}$  возбуждается энергией  $E = E_g - E_A - E_D$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $E_A$  и  $E_D$  — глубина расположения акцепторных и донорных уровней соответственно.  $E_g$  с ростом концентрации CdS плавно уменьшается и при некотором соотношении компонентов основания ZnSCdSEr люминофоров энергии  $E$  недостаточно, чтобы возбудить уровень  ${}^4S_{3/2}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лёвшин В. Л. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 33, № 5, 1969.
2. Лёвшин В. Л., Фридман С. А., Чихачева В. А., Шаенко В. В. «Журн. прикладной спектроскопии», 2, 115, 1965.
3. Витриховский Н. И., Гудименко Л. Ф. «Украинский физический журнал», 15, 1170, 1970.
4. Лёвшин В. Л., Сенашенко М. В. «Оптика и спектроскопия», 29, 931, 1970.
5. Pollack A. S. J. Chem. Phys., 40, 2751, 1964.
6. Лёвшин В. Л., Пиринчиева Р. К. «Оптика и спектроскопия», 21, 319, 1966.
7. Пиринчиева Р. К. «Оптика и спектроскопия», 23, 96, 1967.
8. Трапезникова З. А. «Оптика и спектроскопия», 6, 512, 1959.
9. Anderson W. W., Rasi S. Intern. Conf. on Luminescence, 9, Budapest, 1966.
10. Моргенштерн З. Л., Неустроев В. Б., Эпштейн М. И. «Журн. прикладной спектроскопии», 3, 49, 1965.

Поступила в редакцию  
21.10 1970 г.

Кафедра  
оптика

УДК 621.384.634.3

Н. И. ТУЛИНОВА

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В БЕТАТРОННЫЙ РЕЖИМ УСКОРЕНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКАХ ИМПУЛЬСА ИНЖЕКЦИИ

Изучение относительной роли в процессе захвата электронов в бетатронный режим ускорения различных участков импульса инжекции, в частности его фронтов, представляет большой интерес. Некоторые механизмы могут обеспечивать захват частиц лишь в области фронтов импульса, а не на его плоской части. Экспериментальные данные, полученные с длинными импульсами инжекции ( $\tau_{дл} \sim 1-10$  мксек), в этом отношении носят весьма противоречивый характер. Так, некоторые авторы [1—3] отмечают существенную зависимость величины интенсивности  $\gamma$ -излучения на выходе бетатрона ( $N_\gamma$ ) от того, на каком участке импульса происходит захват. Во то же время при работе других установок картина захвата оказывается иной; различие в величине заряда, захваченного на различных участках импульса, в ряде случаев не превышает

нескольких десятков процентов [4—6]. В частности, в работе [5], выполненной на бетатроне НИИЯФ МГУ, было показано, что доля электронов, захваченных в режим ускорения на средней части импульса, отличается от той же величины, относящейся к фронтам, не больше, чем на 20%.

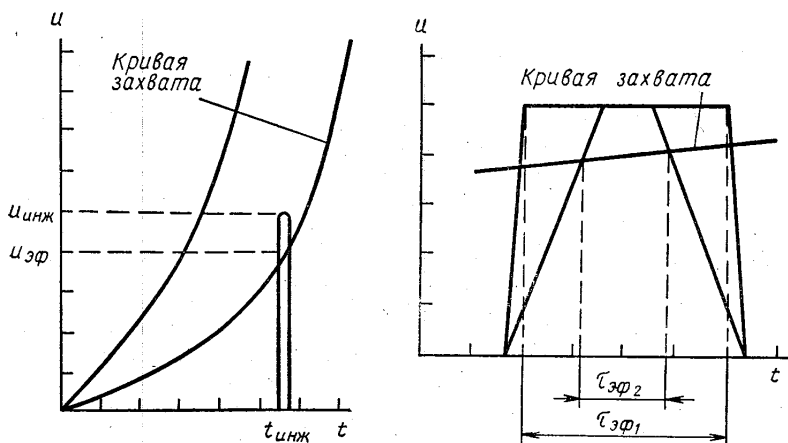


Рис. 1

Поэтому очень важно проведение аналогичных исследований с короткими импульсами (10—100 нсек). Действительно, если рассматриваемый механизм преимущественно относится к фронтам импульса, то эффективность захвата, обусловленного этим механизмом, должна зависеть от их длительности. Использование коротких импульсов как раз дает возможность проводить исследования с изменением длительности фронтов в широких пределах.

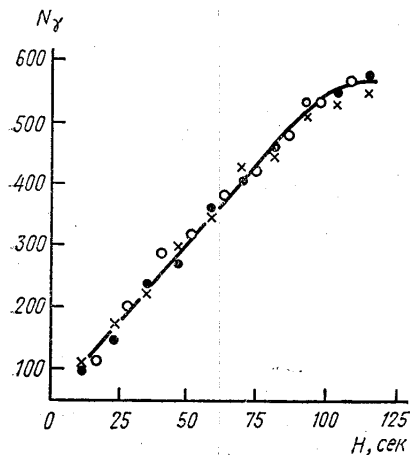


Рис. 2

Так, если в экспериментах с длинными импульсами в область захвата можно вводить попеременно различные участки импульса, то для коротких импульсов такая возможность исключается, поскольку весь импульс представляет собой малую часть области захвата. Приведем результаты двух экспериментов с короткими импульсами (эксперимент поставлен на бетатроне НИИЯФ МГУ [7, 8]).

В первом опыте использовался импульс, длительность которого у основания равнялась 100 нсек, а величина фронтов изменялась в пределах от 3 до 50 нсек. Продолжительность оборота частиц в камере 30 нсек, область захвата  $\sim 1$  мсек. Накал нити инжектора поддерживался постоянным. Эксперимент проводился в области токов, соответствующих «коллективному» захвату. Изменение длительности фронтов ( $\tau_{\phi}$ ) изменяет эффективную длину импульса ( $\tau_{\text{эф}}$ ), которая определяется как формой импульса, подаваемого на инжектор, так и моментом инжекции (см. рис. 1). Измерялась зависимость интенсивности  $\gamma$ -квантов от  $\tau_{\phi}$ . Результаты измерений представлены в таблице ( $\tau_{\phi \text{эф}}$  — эффективная длительность фронта,  $\tau_{\text{пл}}$  — длительность плоской части импульса инжекции).

Из таблицы видно, что для различных соотношений между плоской частью и эффективной суммарной длительностью фронтов  $\gamma$ -выход на единицу полной эффективной длительности остается примерно постоянным.

Такой же вывод можно сделать и из результатов второго эксперимента, в котором были сняты кривые зависимости  $N_{\gamma}$  от длительности импульса в диапазоне 11—120 нсек для значений  $\tau_{\phi}$  (0—3 и 11°,  $x$  — 23 нсек). На рис. 2 приведена зависимость интенсивности  $\gamma$ -излучения от эффективной длительности импульса.

$\tau_f$ , нсек	$3 \pm 1$	$11 \pm 2$	$23 \pm 2$	$35 \pm 2$	$50 \pm 2$
?		$82 \pm 2$	$64 \pm 2$	$45 \pm 2$	$24 \pm 2$
40		$420 \pm 30$	$320 \pm 50$	$220 \pm 15$	$110 \pm 7$
50		$510 \pm 50$	$500 \pm 50$	$490 \pm 50$	$460 \pm 50$
		0,1	0,2	0,5	$\infty$

Вестник МГУ Сер. Физ.  
 астр., 1972, ш 4  
 с. 471 - 474

также следует, что величина  $N_p$  определяется полной амплитудой импульса и не зависит от его формы. Изложенных в данной работе, а также в работе [5], что эффективность захвата электронов в режим ускорения для плоской части импульса, так и для его фронтов. Указанная закономерность наблюдается в широком диапазоне фронтов (3—1000 нсек). По-видимому, следует считать, что захват, имеющий дело только с фронтами импульса, не играет роли в процессах, разыгрывающихся на ранних стадиях. Благодарности О. С. Колотову и Ю. Н. Лобанову за по-

#### ЛИТЕРАТУРА

- Колов А. А. ЖЭТФ, 34, 6, 1057, 1964.  
 R. Rev. Sci., Inst., 31, 942, 1960.  
 ), 852, 1959.  
 Атомная энергия», 2, 525, 1957.  
 Сухов В. А. Приложение к журналу «Атомная энергия»,  
 CERN Symp., 1, 484, 1956.  
 ), 36, 486, 1966.  
 Банов Ю. Н., Тулинова Н. И. «Приборы и техника  
 1965.

НИИЯФ

УДК 548.313

А. А. ВЛАСОВ, В. Н. КУРАЕВ

### ТЕОРИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ И ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ НА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ КРИСТАЛЛА

В статье [1] развивалась теория каналирования и эффекта теней в трехмерной модели кристалла на основе нелокально-статистического описания частиц пучка и частиц кристалла. На этом пути удается понять как общую картину пятен и линейных теней на протонограммах, так и функциональную зависимость распределения интенсивности частиц внутри пятен и сплошных линий.

Однако были вскрыты трудности в количественном описании ширины пятен и линий, в зависимости этих ширин от энергии падающих частиц и от температуры кристалла, а также в объяснении случаев асимметрии в распределении интенсивности почернения внутри пятен и сплошных линий. Кроме того, при рассмотрении рассеяния на кристаллических структурах отсутствует спектр энергии рассеянных частиц, падаю-