

τ_f , нсек	3 ± 1	11 ± 2	23 ± 2	35 ± 2	50 ± 2
?		82 ± 2	64 ± 2	45 ± 2	24 ± 2
40		420 ± 30	320 ± 50	220 ± 15	110 ± 7
50		510 ± 50	500 ± 50	490 ± 50	460 ± 50
		0,1	0,2	0,5	∞

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-

щих на фотопластинку. Эти трудности нельзя объяснить характером приближения решения исходной системы уравнений, так как высшие приближения учитывают отклонение от прямой пропорциональности интенсивности рассеянных частиц от заряда частиц. Опыт же указывает на такую пропорциональность.

Для преодоления трудностей, с которыми мы встретились при анализе структуры поля рассеянных частиц, прошедших через кристалл, привлечем к рассмотрению нитевидные и пластинчатые структуры [2], предполагая, что они возбуждаются в кристалле самим пучком быстрых частиц. Существование этих структур одновременно с кристаллом возможно в разобщенных областях, что не противоречит исходным нелинейным уравнениям в рассматриваемой модели кристалла. Изменение результата рассеяния на нитевидных и пластинчатых структурах можно ожидать вследствие появления новых потенциалов, действующих на частицы пучка.

Рассмотрим сначала рассеяние на пластинчатых структурах, расположенных вдоль фиксированного направления невозмущенного потока частиц. Возбужденные пластинчатые структуры образовались из кристаллографических атомных плоскостей, отличающихся максимальной заселенностью атомов.

Потенциал структуры, действующий на частицы пучка, определяется, аналогично [1], следующей формулой:

$$U_f(x, z) = \sum_{n_x} e^{ik_x x} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\sum_{n_z=-v_b}^{v_a} e^{-ik_z n_z a_z} \right) \rho_{k_x k_z} \sigma_{fk_x k_z} e^{ik_z z} dk_z, \quad (1)$$

$$\left(k_x = \frac{2\pi}{a_x} n_x \right),$$

где

$$\rho_{k_x k_z} = \left(\int_{(\Omega)} \rho d\vec{r} \right) \frac{1}{2\pi a_x a_y} \left(\frac{a_z}{d} \right) \frac{\sin \frac{k_z a_z}{2}}{\frac{k_z a_z}{2}} \exp \left[-\frac{\theta}{2U_{aa}} \left\{ \int_{(\Omega)} \rho d\vec{r} \right\}^{-1} k_x^2 \right], \quad (2)$$

$$\Omega = a_x a_y a_z, \quad \sigma_{fk_x k_z} = \frac{4\pi z_1 z_2 e^2}{(k_x^2 + k_z^2) + \kappa^2}, \quad \frac{-4\pi G g^2}{(k_x^2 + k_z^2) + \kappa^2},$$

Как и для случая тройко-периодической структуры кристалла, получим

$$\delta \rho_f(x, z, t) = \left(\int_{(\Omega)} \rho d\vec{r} \right) \frac{\sqrt{\pi} Z_1 Z_2 e^2}{m|z|} \frac{1}{a_y} \int_{\frac{|r|}{t}}^{\infty} \frac{1}{\xi} \Phi(\xi) d\xi \times$$

$$\times \sum_{n_z=1}^{v_a} \left(\frac{n_z a_z}{|z|} \right) \sum_{m_x=-\infty}^{+\infty} [S_{3/2}(a; X^-) - S_{3/2}(a; X^+)] \kappa, \quad (3)$$

$$S_{3/2}(a; X^\pm) = \left(n_z \pm \frac{1}{2} \right) \frac{X^\pm}{X^\pm |_{m_x=0}} e^a \int_a^\infty \exp \left[-t - \frac{X^{\pm 2}}{4t} \right] \frac{dt}{t^{3/2}},$$

$$X^\pm = \left(x - m_x a_x \frac{|z|}{\left(n_z \pm \frac{1}{2} \right) a_z} \right) \frac{\left(n_z \pm \frac{1}{2} \right) a_z}{|z|} \kappa, \quad a = \frac{1}{2} \langle r_{\perp}^2 \rangle \kappa^2.$$

Специальная функция $S_{3/2}(a; X)$ имеет следующие свойства:

$$\int_0^\infty S_{3/2} \left[a; \xi \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \right] d\xi = \int_0^\infty S_{3/2} \left[a; \xi \left(n_z - \frac{1}{2} \right) \right] d\xi.$$

$$e^a \int_a^\infty e^{-t - \frac{X^2}{4t}} \frac{dt}{t^{3/2}} \Big|_{X \rightarrow 0} \rightarrow \frac{1}{a^{3/2}} e^{-\frac{X^2}{4a}};$$

$$e^a \int_a^\infty e^{-t - \frac{X^2}{4t}} \frac{dt}{t^{3/2}} \Big|_{X \rightarrow \infty} \rightarrow 2 \left(\frac{2}{X} \right)^2 e^a K_{\frac{1}{2}}(X).$$

Формула (3) приводит к системе периодически расположенных параллельных сплошных линий — следов минимума и максимума концентрации рассеянных частиц. Сплошность этих линий является следствием не перекрытия пятен, как в [1], а обусловлена непрерывностью вероятности местоположения атомов в пластинчатых структурах.

Существенным отличием картины рассеяния частиц на пластинчатых структурах по сравнению с рассеянием ионов в кристалле является наличие асимметрии в распределении интенсивности почернения внутри линий, что обусловлено сдвигом специальных функций.

Рассмотрим вопрос о ширине сплошных линий. В кривой распределения интенсивности удобно ввести ширину двух областей — области каналирования и области затенения. Пользуясь асимптотическим представлением специальной функции, находим

$$\sigma_{\text{тени}} = \frac{\langle r_{\perp}^2 \rangle^{1/2}}{a_z} \frac{|z|}{\left(n_z + \frac{1}{2} \right)}, \quad \sigma_{\text{кан}} = \frac{1}{\kappa a_z} \frac{|z|}{\left(n_z - \frac{1}{2} \right)}. \quad (4)$$

Величина ширин, согласно (4), слишком мала, чтобы объяснить наблюдение. Кроме того, возникает противоречие между теорией и опытом в отношении зависимости ширин линий от энергии частиц пучка. Остается не снятым также противоречие в отношении отмеченной выше зависимости ширин линий от температуры.

Перейдем к рассмотрению рассеяния на нитевидных структурах. В полной аналогии с (3) получаем

$$\delta \bar{\rho}_f(x, y, z, t) = \left(\int_{(\bar{\Omega})} \bar{\rho} d\vec{r} \right) \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m |z|} \int_{\frac{|r|}{t}}^{\infty} \frac{1}{\xi} \Phi(\xi) d\xi \times$$

$$\times \sum_{n_z=1}^{v_a} \left(\frac{n_z a_z}{|z|} \right) \sum_{m_x, m_y=-\infty}^{+\infty} S_1(\bar{a}; X) \kappa^2$$

$$\left(\bar{\Omega} = \bar{a}_x \bar{a}_y a_z, \bar{a} = \frac{1}{2} \langle \bar{r}_{\perp}^2 \rangle \kappa^2 \right). \quad (5)$$

Специальная функция $S_1(\bar{a}; X)$ имеет тот же вид, как и для случая рассеяния на кристаллической структуре кристалла [1].

При вычислении интеграла

$$\iint_{(\infty)} \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + \kappa^2} \frac{\sin \vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp} \frac{a_z}{2|z|}}{\vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp} \frac{a_z}{2|z|}} \exp \left[-\frac{1}{2} \langle \bar{r}_{\perp}^2 \rangle k_{\perp}^2 + \right.$$

$$\left. + i \left(\vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp} \frac{n_z a_z}{|z|} + m_x \bar{a}_x k_x + m_y \bar{a}_y k_y \right) \right] dk_x dk_y.$$

мы заменили осциллирующий синус единицей вследствие того, что другие множители содержат более сильную зависимость от \vec{r}_{\perp} , так как они имеют n_z . В действительности выступает сложная зависимость распределения внутри пятен от азимутального угла.

Максимальная интенсивность почернения в пятнах, получающихся при рассеянии на нитевидных структурах кристалла, превышает только в несколько раз максимальную интенсивность почернения в сплошных линиях от пластинчатых структур. Однако для ширин пятен, получающихся при рассеянии от столбиков, сохраняется несоответствие с опытом в отношении порядка величин, зависимости ширин пятен от энергии частиц пучка и от температуры.

Устранению этих противоречий, имеющих место и для рассеяния на пластинчатых структурах, будет посвящена следующая статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов А. А., Кураев В. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 3, 328, 1972.
2. Власов А. А. «Теоретическая и математическая физика», 3, 388, 1970.

Поступила в редакцию
7.5 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.373.431.2

Г. А. СИДОРОВА

СИНХРОНИЗАЦИЯ РЕЛАКСАЦИОННОГО ГЕНЕРАТОРА ВНЕШНИМ ТРЕУГОЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ

Анализ синхронизации разрывных колебаний периодическим внешним воздействием (как правило, синусоидальным) обычно проводится геометрическим методом К. Ф. Теодоровича [1, 2]. В работе [3] предложен метод, использующий аппарат точечных преобразований для решения разнообразных задач принудительной синхронизации. В настоящем сообщении этим методом исследуется принудительная синхронизация по одному опорному уровню для случая треугольной формы напряжений — синхронизируемого и внешнего.

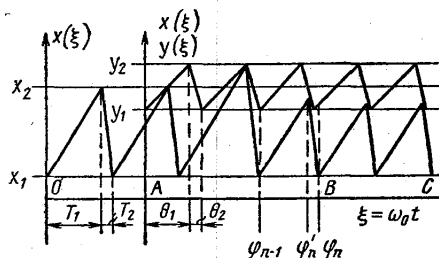


Рис. 1. Выходное напряжение синхронизируемого релаксатора. OA — автономный режим, A — момент включения внешнего воздействия, AB — процесс установления, BC — синхронный режим

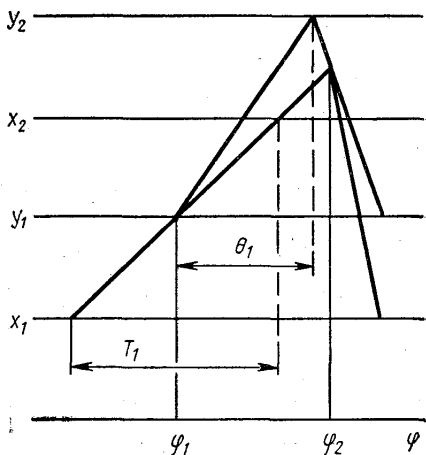


Рис. 2. Иллюстрация явления самоэкранирования, φ_1 и φ_2 — границы участка недостижимых фаз

На рис. 1 показаны колебания синхронизируемого генератора. Размах амплитуд собственных колебаний генератора $\Delta x_0 = x_2 - x_1$, внешнего воздействия $\Delta y = y_2 - y_1$ (x_1, x_2, y_1, y_2 — нижние и верхние опорные уровни напряжений), причем полагаем $y_1 = x_2 - \frac{\Delta y}{2}$, $y_2 = x_2 + \frac{\Delta y}{2}$; $T_1, T_2, \theta_1, \theta_2$ — длительности прямого и обратного