

КПД преобразования накопленной в индуктивности энергии в энергию в вакуумном диоде не превышал 15 %. Следует отметить, что величина переключенного тока в диод и скорость обрыва тока в сильной мере зависят от однородности заполнения плазмой перемыкаемого промежутка, что накладывает жесткие условия на работу плазменных пушек.

Возбуждение рабочей смеси в режиме, приведенном на осциллограммах, позволило получить генерацию на длине волны 308 нм с общей энергией 1.5 Дж. Апертура лазерного излучения при этом составляла 50 см². Форма импульса излучения практически повторяла форму импульса плотности тока пучка за фольгой (рис. 2, з).

При дальнейшей оптимизации параметров установок можно надеяться на повышение эффективности передачи энергии от индуктивного накопителя в энергию электронного пучка и повышение уровня энергии генерации возбуждаемого лазера.

Список литературы

- [1] Schlitt L. G. // 4 IEEE Pulsed Power Conf. Techn. Pap. New York, 1983. P. 736—739.
- [2] Edward C. B., F. O'Neill, Shaw M. J. et al. // Excimer Lasers. Meet OSA, Lake Tahoe, Nev., 1983. New York, 1983. P. 59—65.
- [3] Абдуллин Э. М., Коновалов И. Н., Лосев В. Ф. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 929—934.
- [4] Ковальчук В. М., Месяц Г. А. // ДАН СССР. 1982. Т. 284. № 4. С. 857—859.
- [5] Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П., Бугаев С. П. и др. Препринт ТФ СО АН СССР. № 3. Томск, 1986.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.
В окончательной редакции
15 июня 1988 г.

01; 05; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МОМЕНТАМ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

М. Х. Хоконов, Ф. К. Тугуз

Как показывают расчеты, проведенные с помощью решения кинетических уравнений типа Фоккера—Планка, эффективная длина каналирования отрицательных частиц может на один—два порядка превышать характерные глубины деканалирования [1, 2]. Поэтому для анализа физических процессов, связанных с каналированием, важно знать поведение функции распределения электронов в толстых монокристаллах. В случае осевого каналирования отрицательных частиц ситуация усложняется наличием дополнительного интеграла движения — углового момента электрона относительно атомной цепочки μ . Однако, как будет показано ниже, начиная с определенных глубин проникновения пучка в кристалл z функция распределения электронов $f(\epsilon, \mu, z)$ практически перестает зависеть от момента μ при данных значениях ϵ и z (ϵ — поперечная энергия электрона). Наступление близкого к равномерному распределения по моментам связано с тем обстоятельством, что в результате диффузии угловой момент электрона может изменяться лишь в ограниченной области фазового пространства

$$0 \leq \mu \leq \mu_0(\epsilon) = \alpha \left(\frac{m}{2x} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где m — релятивистская масса электрона, $x = U_0 - \epsilon$, α и U_0 — параметры кулоновского потенциала

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r} + U_0. \quad (2)$$

Здесь r — расстояние до атомной цепочки. При этом диффузионный поток на границах области (1) равен нулю. В этом смысле оба интеграла движения ϵ и μ не являются равноправными. Поперечная энергия ϵ может изменяться в неограниченной области $-U_m < \epsilon < \infty$

(каналирование) соответствует $\epsilon < 0$), U_m — глубина потенциального барьера. Кроме того, период поперечного движения T слабо зависит от углового момента и сильно зависит от поперечной энергии $T(\epsilon) \sim \epsilon^{-3/2}$.

Глубину z_1 , начиная с которой распределение по моментам для данной поперечной энергии можно считать равномерным, оценим из условия

$$(\overline{\Delta\mu^2}(z_1))^{1/2} \approx \mu_0(\epsilon), \quad (3)$$

где $\overline{\Delta\mu^2}$ — среднеквадратичное изменение момента количества движения электрона вследствие диффузии, которое выражается через среднеквадратичный угол многократного рассеяния $\overline{\Delta\theta^2}$.

Предположим, что многократное рассеяние происходит только на тепловых колебаниях ядер кристаллической решетки так же, как в аморфной среде. Тогда, согласно общей теории осевого каналирования отрицательных частиц [3],

$$\frac{\overline{\Delta\mu^2}}{\Delta z} = \frac{p^2 r^2}{2L} \left(\frac{E_0}{E} \right)^2, \quad (4)$$

где p и E — импульс и энергия электрона, L — радиационная длина, $E_0 \approx 21$ МэВ.

Усредним (4) по периоду T поперечного движения, подставим (4) в (3) и усредним полученный результат по поперечным энергиям с использованием начальной функции распределения электронов в канале при нулевом угле влета

$$f(\epsilon, z=0) = 2U_0^2 (U_0 - \epsilon)^{-3}. \quad (5)$$

В результате получим характерную глубину, начиная с которой распределение по моментам для данной поперечной энергии можно считать равномерным

$$z_1 \approx \frac{3\alpha L}{E r_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь r_0 — поперечный радиус канала. При энергии 1 ГэВ получаем для оси $\langle 111 \rangle$ кристаллов кремния, германия и вольфрама соответственно 7, 2, 1 мкм. Это глубины, меньшие глубин

Зависимость функции распределения электронов, каналированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$ в кремнии от углового момента μ на разных глубинах.

1 — 0, 2 — 0,2, 3 — 2, 4 — 8,4 мкм. Начальный угол влета в канал 0,15 ψ_L при расхождении пучка $7 \cdot 10^{-3}$ рад.

деканалирования и много меньшие эффективных длин каналирования. Так, при той же энергии пучка в кремнии $\langle 111 \rangle$ глубина деканалирования ~ 30 мкм [4], а эффективная длина каналирования ~ 240 мкм [5]. Таким образом, в толстых монокристаллах распределение по моментам можно считать равномерным на большей части пути каналированных электронов, что может существенно упростить количественное рассмотрение спектрально-угловых характеристик возникающего при этом излучения.

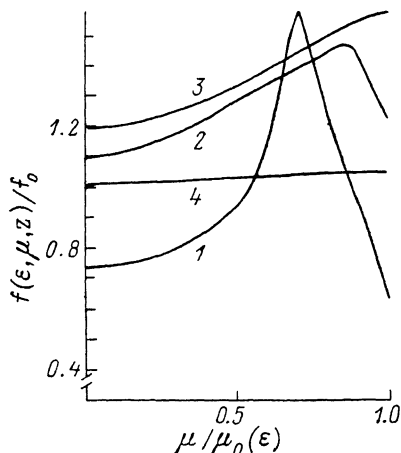
Приведенные выше простые оценки подтверждаются результатами численного решения двумерного кинетического уравнения типа Фоккера—Планка, полученного ранее Белощицким и Кумаховым в [3]. Метод решения подробно описан в [4]. На рисунке показаны результаты расчета функции распределения электронов с энергией 1,2 ГэВ в кремнии $\langle 111 \rangle$ в зависимости от момента и глубины проникновения в канал для данной поперечной энергии $\epsilon = 0,08 U_m$. Начальная функция распределения для данной поперечной энергии имеет резкий максимум при

$$\mu_m(\epsilon) \approx \psi_0 \alpha \left(U_0 - \epsilon + \frac{E\psi^2}{2} \right)^{-1},$$

где ψ — начальный угол влета в канал, $p \approx E/c$.

Однако по мере проникновения пучка в кристалл это распределение выравнивается и на глубинах $z > z_1$ становится практически равномерным. Для больших $|\epsilon|$ равномерное распределение наступает быстрее из-за более сильного многократного рассеяния. Функция распределения на рисунке изображена в безразмерных единицах $f_0 = 3(2\alpha r \psi_L)^{-1}$, ψ_L — критический угол Ливдхарда.

Учитывая простоту распределения по моментам, можно найти вид равновесного распределения каналированных электронов по поперечным энергиям на глубинах, много больших глубин деканалирования. Оно в отличие от распределения по моментам не является рав-



номерным и, как это можно показать из анализа кинетического уравнения [3], для потенциала (2) имеет при малых поперечных энергиях ($|\varepsilon| \ll U_m$) вид

$$f(\varepsilon, z) \sim (U_0 - \varepsilon)^{-3/2} \exp[-\beta(U_0 - \varepsilon)^{1/2}], \quad (7)$$

где $\beta \approx (u_{\perp}/\tau_0 U_m)^{1/2}$, u_{\perp} — амплитуда тепловых колебаний атомов. Для больших поперечных энергий $\varepsilon \sim U_m$ функция распределения падает с ростом $|\varepsilon|$ значительно быстрее, чем по закону (7).

Список литературы

- [1] Кумахов М. А., Старостин В. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 612—613.
- [2] Бесланеева С. В., Телегин В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 4. С. 1201—1214.
- [3] Белошицкий В. В., Кумахов М. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 2. С. 462—472.
- [4] Телегин В. И., Хоконов М. Х. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 1 (7). С. 260—274.
- [5] Khokolov M. Kh., Telegin V. I. // Rad. Eff. Lett. 1983. Vol. 76. N 5. P. 179—186.

Кабардино-Балкарский
государственный университет
Нальчик

Поступило в Редакцию
13 января 1988 г.

03; 04; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

Н. А. Блинов, А. Ю. Лезин, В. Н. Золотков, Н. В. Чебуркин

В [1, 2] исследовалось распространение звуковых волн в колебательно-неравновесных газах с учетом VT -релаксации. При этом предполагалось, что мощность источника в уравнении баланса колебательной энергии слабо зависит от температуры и плотности. В этом случае процессы усиления и затухания звука удобно рассматривать, вводя вторую вязкость μ , которая для сильно неравновесного газа может оказаться отрицательной [3, 4]. При условии $|\mu| > 2\eta/3\rho$, где ρ — плотность газа, η — динамическая вязкость, это приводит к усилению звуковых возмущений с инкрементом, определяемым частотой VT -релаксации.

В [5] для условий несамостоятельного разряда в предельном случае бесконечно больших частот VT -релаксации и электронно-ионной рекомбинации были получены выражения для коэффициента затухания звука и показано, что его величина определяется характерным временем Джоулева нагрева.

В настоящей работе проведен анализ распространения звуковых волн в несамостоятельном газовом разряде, поддерживаемом электронным пучком, для конечных времен VT -релаксации и рекомбинации электронов проводимости с учетом светоиндуцированного тепловыделения.

Для описания нейтральной компоненты плазмы несамостоятельного разряда воспользуемся системой уравнений газовой динамики проводящей среды без учета магнитного поля, вязкости и теплопроводности ($k \ll u_{\infty}\rho/\eta$, где k — волновой вектор возмущений, u_{∞} — скорость звука для $\omega \rightarrow \infty$). При этом в уравнении баланса энергии, помимо Джоулева нагрева, учтем вклад колебательной релаксации в присутствии излучения. Будем считать также, что интенсивность падающего излучения J_0 постоянна. Для простейшей модели релаксирующего газа в одноуровневом приближении [6] система принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{\nabla P}{\rho}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right] + \operatorname{div} \left[\mathbf{v} \left(\frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right) \right] &= Q_0, \end{aligned} \quad (1)$$