

КООПЕРАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КИЛЬВАТЕРЕ БЫСТРЫХ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

Исследованы радиационно-стимулированные процессы в полупроводниках при импульсном воздействии ориентированного пучка быстрых заряженных частиц. Впервые получены оценки коэффициента радиационно-стимулированной диффузии и вероятности подпорогового дефектообразования с учетом кооперативных эффектов, связанных с присутствием очень плотной ($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$) электрон-дырочной плазмы, на примере кремния. При оценке вероятности образования дефектов Френкеля учтен вклад частиц, находящихся в режиме надбарьерного каналирования.

В настоящее время в литературе широко обсуждаются проблемы подпорогового дефектообразования (ПД) и радиационно-стимулированной диффузии (РСД) в полупроводниках (см., например, [1-6]). Особый интерес представляет выявление чисто электронных механизмов этих процессов, когда распад электронных возбуждений приводит к рождению дефекта или диффузионному прыжку в отсутствие ударного воздействия со стороны пролетающих частиц. Этого можно достичь путем облучения кристаллов ориентированным пучком быстрых заряженных частиц. Находясь в режиме надбарьерного каналирования, такие частицы практически не испытывают близких столкновений с атомами кристалла и не вносят ударного вклада в дефектообразование. Вместе с тем использование ориентированного пучка предоставляет уникальную возможность создания достаточно однородного по кристаллу распределения высокой плотности электронных возбуждений с высокими локальными градиентами концентраций, что позволяет ставить вопрос об исследовании кооперативных электронных механизмов ПД и РСД в полупроводниках.

В целом ряде исследований (см., например, [6]) показано, что в отличие от щелочногалогенидных кристаллов, где возбуждение электронной подсистемы приводит к эффективному ПД, в беспримесных полупроводниках процессы ПД и РСД затруднены. Это связано с тем, что для ионных кристаллов характерна автолокализация электронных возбуждений, которая в полупроводниках не осуществляется. Однако пролет быстрой частицы в полупроводнике сопровождается образованием кильватерного потенциала [7], т. е. пакета электронных возбуждений (экситонов, электрон-дырочных пар, плазмонов) и фононов, локализованного в момент генерации на расстояниях порядка нескольких межатомных от трека частиц. Релаксация этого локального возбуждения приводит к возможному ПД или РСД в идеальной кристаллической решетке. Анализ этих процессов пока не нашел широкого распространения в литературе. Так, в [8] содержится утверждение, что в полупроводниках эффективны механизмы ПД, связанные с распадом электронных возбуждений вблизи точечных дефектов и примесей. В [9, 10] рассматривается РСД, связанная с наличием примесного уровня энергии в запрещенной зоне; РСД в идеальном кристалле не рассматривается. В [11] предпринята попытка описания чисто плазмонного механизма создания дефектов и РСД, однако в ней не рассматривается вопрос о необходимой плотности данного электронного возбуждения и не обсуждается пролет частиц.

Однако при облучении неметаллических кристаллов тяжелыми заряженными частицами в режиме каналирования, а также при импульсном облучении (длительностью менее 10 нс) плотным пучком электронов (с током $10-10^6$ А) полупроводники и диэлектрики приобретают необычные свойства [12], что связано с генерацией очень плотной (более 10^{18} см⁻³) электрон-дырочной плазмы, являющейся результатом взаимодействия одновременно многих частиц с данной локальной областью кристалла. Как будет показано в данной работе, в присутствии столь плотного электронного возбуждения изменяются пороги известных механизмов ПД и РСД, так что даже в сверхчистых полупроводниках вклады таких механизмов становятся значительными.

Определим неравновесную концентрацию n_e электронов в зоне проводимости с учетом того, что при облучении интенсивным пучком кильватерные потенциалы многих частиц перекрываются. Следует принять во внимание, что в кильватере быстрой частицы имеются два равноправных механизма образования электронов и дырок — лавинная ионизация самой первичной частицей и ионизация при распаде плазмонов в среднем на две электрон-дырочные пары [13] за время порядка $\tau_p = 10^{-9}$ с [14]. Однако большее время жизни плазмонов приводит к тому, что существует одновременная вероятность ионизации атомов вдоль всей длины кильватерного потенциала в течение всего времени его существования [15]. Напротив, ионизация полем самой частицы имеет место только в моменты времени, соответствующие пролету частицы. Поэтому вторичная ионизация при распаде плазмонов является основным процессом, определяющим распределение электрон-дырочных пар вблизи оси трека частицы, в то время как каскадная ионизация определяет распределение электронов на расстояниях от оси трека порядка пробега электрона. С учетом сказанного для определения n_e оценим плотность энергии кильватерных колебаний W как произведение плотности энергии, создаваемой одной частицей W_1 , на число частиц в пучке, имеющих перекрывающиеся области кильватерного заряда N . За характерный поперечный размер области кильватерного потенциала следует принять величину (v/ω_p) , где v — скорость частицы, ω_p — плазменная частота, поскольку плазменный пакет затухает с удалением от оси пролета частицы r_{\perp} как $\exp(-r_{\perp}\omega_p/v)$ [15]. Тогда $W_1 = (v/\omega_p)^{-2} (\partial E/\partial x)$, где $(\partial E/\partial x)$ — энергетические потери быстрой частицы на создание плазмонов. В то же время в условиях наносекундного импульса, когда плазмоны не успевают распадаться в течение всего времени облучения, $N = (v/\omega_p)^2 \Phi$, где Φ — флюенс облучения. Таким образом, $W = W_1 N = (\partial E/\partial x)\Phi$. Воспользовавшись результатами [15] для определения (dE/dx) , для пучка протонов с энергией $E = 5$ мэВ при флюенсе $\Phi = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻² (что соответствует $j = 3 \cdot 10^5$ А/см²) в кремнии получаем концентрацию плазмонов n_p в области трека частиц

$$n_p = W/\hbar\omega_p \approx 1.4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}. \quad (1)$$

Как указывалось выше, плазмоны распадаются в среднем на две электрон-дырочные пары за время $\tau_p = 10^{-9}$ с. Одновременно происходит рекомбинация электронов и дырок, причем при столь высоких концентрациях определяющим механизмом является оже-процесс с характерным временем $\tau_e = 10^{-10}$ с и скоростью, квадратично зависящей от концентрации носителей [16]. С учетом сказанного можно описать концентрацию вторичных электронов после прохождения пучка уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{2}{\tau_p} n_p(t) - \frac{\beta}{\tau_e} n_e^2(t), \quad (2)$$

где $n_p(t) = n_p(0) \exp(-t/\tau_p)$, $\beta = 10^{-20}$ см³ [17], $n_e(0) = 0$; за $n_p(0)$ можно принять оценку (1). Из (2) видно, что n_e достигает максимума за время порядка $\tau_e \ll \tau_p$. При этом концентрация плазмонов не успевает заметно измениться: $n_p(\tau_e) \approx n_p(0)$. Тогда, положив в (2) при $t = \tau_e$ $(\partial n_e/\partial t) = 0$, оценим концентрацию электронов проводимости в возбужденной области кристалла:

$$n_e = [2(\tau_e/\tau_p)\beta^{-1}n_p(0)]^{1/2} \approx 5.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь процесс диффузионного прыжка примесного атома в идеальной решетке, стимулированного электроном (или дыркой), который захватывается на локальный уровень примесного атома в запрещенной зоне. Захват электрона сопровождается превращением освободившейся энергии в кинетическую энергию нескольких атомов, что завершается диффузионным прыжком или дефектообразованием. Поскольку последующий акт рекомбинации дырки (или соответственно электрона) восстанавливает начальное состояние примесного атома, при действии ионизирующего фактора возникает так называемая рекомбинационно-стимулированная диффузия [18].

Вероятность диффузионного прыжка в единицу времени можно выразить в виде

$$P^* = k_e \exp\left(-\frac{W_i - \varepsilon}{kT}\right), \quad (4)$$

где k_e — скорость захвата электрона на локальный уровень примесного атома, W_i — энергия перехода примесного атома между эквивалентными положениями в решетке, ε — энергия локального электронного уровня на стимулированно диффундирующем атоме. Значение W_i может составлять ~ 1 эВ и меньше, в то время как ε — несколько десятых электронвольта [2]. Согласно [4],

$$k_e = \sigma_n v_n n_e, \quad (5)$$

где σ_n — сечение захвата электрона на локальный уровень примесного атома, v_n — скорость хаотического движения электронов, n_e — концентрация электронов проводимости в кильватере быстрой частицы. Как видно из (4), вероятность диффузионного прыжка сильно зависит от температуры. В этой связи следует учесть локальный нагрев при пролете интенсивного пучка частиц.

В рассматриваемой ситуации высокоэнергетичные плазмоны, распадаясь, рождают «горячие» электроны с энергией $E_e = \hbar\omega_p/2 - \varepsilon_{th}$, где $\varepsilon_{th} = 4.6$ эВ — пороговая энергия рождения электрон-дырочной пары в кремнии [16], $\hbar\omega_p = 17$ эВ — энергия плазмона. Таким образом, получаем $E_e = 3.9$ эВ. Однако за счет столкновений с атомами решетки с возбуждением фононов температура электронов и решетки выравнивается за времена порядка 10^{11} с [19], много меньшие времена жизни неравновесных электронов $\tau_e = 10^{-10}$ с. Поэтому можно считать, что температура электронов, участвующих в процессе стимулирования диффузии, равна температуре атомной решетки $T = T_0 + T^*$, где T_0 — температура невозбужденной области кристалла. Чтобы найти величину локального нагрева T^* , разделим энергию электронов в единице объема ($E_e n_e$) на теплоемкость кристалла. Приняв за значение n_e оценку (3), для кремния получаем $T^* = 150$ К. Таким образом, для процесса, происходящего при комнатной температуре, в (4) следует положить $T = 450$ К, что приведет к существенному росту P^* .

Столь резкое возрастание вероятности диффузионного прыжка при участии горячих электронов по сравнению с той же реакцией при электронах, находящихся на дне зоны проводимости, объясняется механизмом «тепловой вспышки» (см., например, [4]). Это означает, что при захвате электрона происходит локальное высвобождение энергии в виде импульса тепла, который представляет собой каскад фононов (некогерентная многофононная эмиссия). Выделение энергии в каскаде тепловых фононов происходит за времена, много меньшие длительности теплового импульса, определяющегося теплопроводностью кристалла, поэтому такой каскад фононов может стимулировать перескоки атомов как между эквивалентными положениями в решетке (РСД), так и из узлов в междоузлия (ПД).

Определим коэффициент РСД как

$$D^* = P^* (\Delta x)^2/2, \quad (6)$$

где Δx — длина диффузионного прыжка. Для характерных значений $W_i = 0.9$ эВ, $\varepsilon = 0.2$ эВ [2], $\sigma_n = 10^{-16}$ см² [4], $v_n = 10^4$ м/с и $\Delta x = a$, где a — межатомное расстояние, с учетом локального нагрева до $T = 450$ К и оценки (3) для n_e за счет кооперативных эффектов из (4)–(6) получаем $D^* = 2.3 \cdot 10^{-13}$ см²/с. Таким

образом, скорость РСД в «чистом» полупроводнике при высоких интенсивностях радиационного облучения каналированным пучком, предполагающего действие кооперативных механизмов, сравнима со скоростью РСД в примесных полупроводниках при более мягком облучении [7-9].

Если вместо перемещения примесного атома между эквивалентными положениями в решетке рассматривать скачок собственного атома из узла в междоузлие при захвате свободного электрона на локальный уровень образующейся вакансии, то по аналогии с (4) за вероятность элементарного акта образования дефекта Френкеля, стимулированного свободным электроном, можно принять величину

$$\eta = C \exp\left(-\frac{E_d - \varepsilon_v}{kT}\right), \quad (7)$$

где E_d — энергия теплового образования дефекта Френкеля, ε_v — энергия электрона на уровне вакансии, отсчитанная от дна зоны проводимости, C — предэкспоненциальный фактор, равный примерно 10^{20} с^{-1} для кремния [3]. Следует учесть, что в отличие от W_i в (4) E_d составляет $\sim 2-3$ эВ, в то время как ε_v , как и ε в (4), — несколько десятых электронвольта. Поэтому для эффективного дефектообразования по данному механизму при комнатных температурах необходимо понизить барьер E_d , сообщив атому энергию порядка 1 эВ. Как будет показано далее, такая дополнительная кинетическая энергия может быть передана атому при упругом взаимодействии с пролетающей частицей в условиях надбарьерного каналирования.

Оценка импульса, передаваемого каналированной частицей одному из атомов кристаллографических плоскостей, образующих канал, при их упругом взаимодействии, показывает, что частицы, находящиеся в режиме подбарьерного каналирования, фактически не вносят «ударного» вклада в процесс рождения дефекта. Однако вследствие рассеяния в каналированном пучке всегда имеется некоторая доля частиц с поперечной энергией $E_{\perp} \geq U_0$, где U_0 — высота усредненного потенциального барьера атомных плоскостей. Иными словами, на определенном расстоянии от места вхождения пучка в кристалл имеется некоторое число «надбарьерных» частиц с энергией E , движущихся под углами $\theta \geq \theta_{кр}$ к атомным плоскостям, где $\theta_{кр} = \sqrt{U_0/E}$ определяет режим подбарьерного каналирования.

Подходя к атомной плоскости, надбарьерные положительно заряженные частицы продолжают двигаться вдоль нее, «зависают» над барьером. При этом происходит частичная передача атомам продольного импульса частицы. Как впервые отмечают авторы [20], существенной физической особенностью низких надбарьерных состояний является большая вероятность частице находиться в единице объема над потенциальным барьером. Если взять в качестве количественной характеристики отношение средних плотностей частиц над барьером и над ямой

$$\xi = \frac{1}{b} \int_0^b |\psi(x)|^2 dx \left/ \frac{1}{a-b} \int_b^a |\psi(x)|^2 dx \right.,$$

где a — межатомное расстояние, b — ширина барьера, то в близкой надбарьерной области ξ лежит в пределах $1 \leq \xi \leq k^2/x^2$; $k^2/x^2 \gg 1$ [21], где $k^2 = 2mE/\hbar^2$; $x^2 = 2m(E_{\perp} - U_0)/\hbar^2$. В обычной ситуации $\xi \gg 1$, что легко проследить на краях энергетических зон, где [21]

$$\xi = \frac{k^2 - k_0^2 \cos^2 [k(a-b)/2]}{x^2}, \quad k_0^2 = \frac{2mU_0}{\hbar^2}.$$

В случае протона с энергией $E = 5$ МэВ в кристалле кремния при $k = 1.1 k_0$ ($\theta = 1.1 \theta_{кр}$) получаем $\xi = 20$. При расчете ξ оценка U_0 и b проводилась на основании теории Линдхарда [22].

Этот результат можно интерпретировать так: частица пролетает над барьером в ξ раз дольше, чем над ямой, причем параллельная составляющая скорости практически сохраняется. Это означает, что частица, двигаясь в канале под

углом θ , над барьером пролетает под углом $\theta_{cr} = \theta/\xi \ll \theta$ к атомной плоскости. В этом случае частица подходит к атомом плоскости на расстояние, в ξ раз меньшее, чем это разрешено в условиях подбарьерного каналирования. При столь малых прицельных расстояниях, когда частица значительно отклоняется от центра канала, можно рассматривать ее взаимодействие с каждым атомом в отдельности, поскольку в этом случае отклонения от усредненного потенциала атомных плоскостей становятся сравнимыми с самим потенциалом. Оценка переданной при этом кинетической энергии на один атом дает

$$\Delta E^{*6} = 2z^2 Z^2 e^4 / (M v^2 \rho^2), \quad (8)$$

где ρ — прицельное расстояние, z — заряд частицы, Z и M — заряд и масса атомного остова.

Согласно [23], в случае подбарьерного каналирования частица не может подойти к атомной плоскости на расстояние, большее экранирующей длины ионно-атомного взаимодействия R . Для низких надбарьерных состояний с учетом зависимости над барьером это расстояние, как говорилось выше, уменьшается

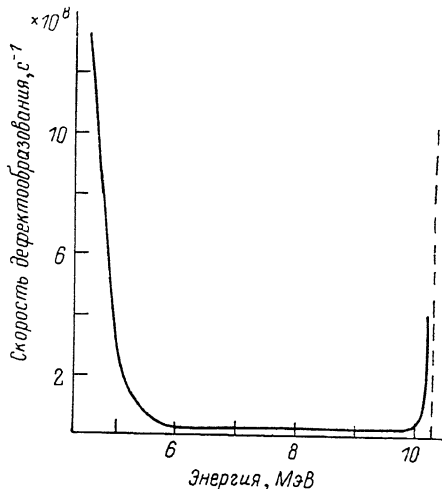
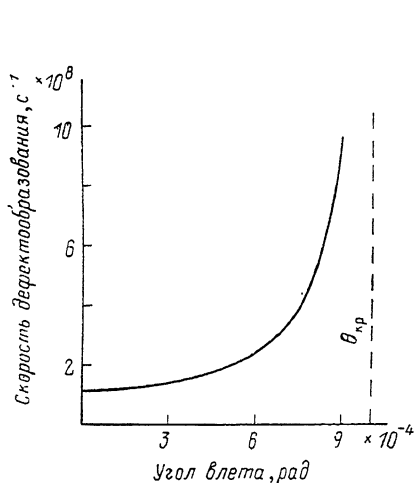


Рис. 1. Зависимость вероятности элементарного акта дефектообразования на одну частицу от угла влета протонов с энергией $E=5$ МэВ.

$\theta_{кр}$ — угол Линдхарда.

Рис. 2. Зависимость вероятности элементарного акта дефектообразования на одну частицу от энергии протонов в пучке, ориентированном под углом $\theta_0=7 \cdot 10^{-5}$ рад, равным углу Линдхарда, для $E=E_{кр}=10.2$ МэВ.

ξ раз, т. е. для оценки ΔE^{*6} можно в (2) считать $\rho = R/\xi$. Тогда для протона со скоростью $v=0.1c$, где c — скорость света, и атомного остова кремния получаем при $\xi=10$ $\Delta E^{*6}=1.2$ эВ. Дополнительная кинетическая энергия, соответствующая переходу атома на более высокий колебательный уровень в своей потенциальной яме, способствует эффективному понижению потенциального барьера теплового дефектообразования E_j . Приведенная выше оценка ΔE^{*6} справедлива лишь в момент пролета частицы, поскольку со временем происходит передача возбуждения от сдвинутого атома кристалла фононной подсистеме. В связи с этим следует ожидать уменьшения эффективности понижения барьера приблизительно в $\exp(-t/\tau)$ раз, где τ — время, отсчитанное от момента передачи атому избыточной энергии, τ — время ее релаксации. Однако τ в данном случае представляет собой характерное время электрон-фононного взаимодействия и составляет $\sim 10^{-9}$ с [23], что превышает характерное время жизни самих участвующих в реакции электронов. Поэтому существенной поправки в эффективность механизма это загущение не вносит.

Однако в пучке частиц, запущенных в кристалл под углом $\theta_0 < \theta_{кр}$, удовлетворяющим условию подбарьерного каналирования, доля надбарьерных частиц невелика. Оценим ее с помощью результатов [15] для упругого рассеяния быстрых тяжелых частиц на системе параллельных кристаллографических плоскостей. Для частиц, совершающих поперечные колебания между изоли-

рованными бесконечными плоскостями, полное сечение упругого рассеяния, обусловленного квантовой интерференцией на системе атомов одной плоскости, $\sigma_n = N2a$, где N — число плоскостей, участвующих в рассеянии. Дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол θ записывается в виде

$$d\sigma/d\Omega = N (16\hbar/\pi p) \sin^2 [(p/\hbar) L\theta^2/4]/\theta^2, \quad (9)$$

где p — импульс частицы, L — глубина проникновения. При $\theta \leq \theta_{кр} \approx 10^{-3}$ и $L > 1$ мкм можно считать $\sin^2 [(p/\hbar)L\theta^2] \approx 1/2$, поскольку быстрые осцилляции приводят к физическому замазыванию периодичности угловой зависимости. Если угол рассеяния вычислять как $\theta = \theta_{кр} - \theta_0$ и рассматривать малый интервал углов рассеяния $\Delta\theta$, то доля частиц, имеющих поперечную энергию в низкой надбарьерной области, равна

$$f(\theta_0) = \frac{d\sigma/d\Omega}{\sigma_n} \Delta\Omega = \frac{4\hbar}{\pi p a} \frac{\Delta\theta}{\theta}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) параметры протона с $E = 5$ МэВ и кристалла кремния для $\theta_{кр} = 10^{-3}$ и $\Delta\theta = 0.1 \theta_{кр}$, получаем $f = 10^{-6}$.

Теперь с учетом сказанного за вероятность элементарного акта дефектообразования следует принять величину

$$\eta = fC \exp\left(-\frac{(E_d - \Delta E^{u0}) - E_e}{kT}\right) + \eta^{u0}, \quad (11)$$

где f определяется из (10), ΔE^{u0} — из (8), а η^{u0} — из (7).

На рис. 1 приведена зависимость скорости дефектообразования η от угла влета θ_0 при фиксированной энергии частицы. При $\theta_0 \ll \theta_{кр}$ скорости дефектообразования существенно не отличаются от вероятности, рассчитанной по формуле (7) без учета передачи импульса от частицы к иону. По мере приближения к критическому углу скорость дефектообразования значительно возрастает, поскольку доля частиц в пучке, имеющих скорость, направленную под углом $\theta_{кр}$, увеличивается пропорционально $1/(\theta_{кр} - \theta_0)$. Эти частицы и вносят основной вклад в дефектообразование за счет эффекта зависания над барьером.

На рис. 2 показана зависимость скорости дефектообразования η от энергии E налетающих частиц при заданном угле влета θ_0 . При энергиях $E \ll E_{кр} = U_0/\theta_0^2$ возрастание η при уменьшении E связано с тем, что медленные частицы передают атому больше кинетической энергии [см. (8)] и, следовательно, сильнее понижают барьер рождения дефекта. Однако при $E \leq E_{кр}$ определяющим фактором является резкое увеличение доли частиц, зависающих над атомной плоскостью, вследствие чего убывание функции $\eta(E)$ сменяется возрастанием при подходе к $E = E_{кр}$. Все расчеты проведены с учетом оцененного выше локального нагрева возбужденной области кристалла.

Список литературы

- [1] Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М., 1981. 368 с.
- [2] Винецкий В. Л. // ВАНТ. Сер. Физика радиац. повреждений и радиац. материаловед. 1982. № 1 (20). С. 1—94.
- [3] Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Радиационная физика полупроводников. Киев, 1979. 335 с.
- [4] Corbett J. W., Bourgoin J. C. // Rad. Eff. 1978. V. 36. P. 157—188.
- [5] Козловский В. В., Ломасов В. Н. // Обзоры по электрон. техн. Сер. 7. 1985. № 9. С. 1109—1165.
- [6] Клингер М. И., Лущик Ч. Б., Машовец Т. В., Холодарь Г. А., Шейнкман М. К., Эланго М. А. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 523—558.
- [7] Мазур Е. А. // Тез. докл. Всес. конф. по радиационной физике полупроводников и родственных материалов. Ташкент, 1984. С. 102—103.
- [8] Карпов В. Г., Клингер М. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 10. С. 1887—1897.
- [9] Peak D., Corbett J. W., Bourgoin J. C. // J. Chem. Phys. 1976. V. 65. N 11. P. 1206—1209.
- [10] Оксенгендлер Б. Л. // Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. В. 1. С. 12—14.

- [11] Оксенгендлер Б. Л., Юнусов М. С. // Радиационно-стимулированные явления в кислородосодержащих кристаллах и стеклах. Ташкент, 1978. С. 25—30.
- [12] Высокоэнергетическая электроника твердого тела / Под ред. Д. И. Вайсбурда. Новосибирск, 1982. 227 с.
- [13] Филиппов Г. М., Фролов С. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 7. С. 87—90.
- [14] Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев, 1984. 191 с.
- [15] Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., 1980. 272 с.
- [16] Кудряшев Н. А., Кучеренко С. С., Мазур Е. А. // Автометрия. 1987. № 6. С. 55—60.
- [17] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 2. М., 1979. 422 с.
- [18] Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. 403 с.
- [19] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М., 1975. 472 с.
- [20] Каган Ю. М., Кононец Ю. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 1. С. 226—234.
- [21] Babahanyan E. A., Kononets Yu. V. // Phys. St. Sol. B. 1980. V. 98. N 1. P. 59—79.
- [22] Lindhard J. // Kgl. danske vid. selskab. mat. phys. medd. 1965. V. 34. N 14. P. 3—9.
- [23] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 358 с.

Московский
инженерно-физический институт

Получена 8.06.1988
Принята к печати 11.01.1989