Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.8, стр.649 - 651 © 1995г. 25 октября

ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ РЕКОМБИНИРУЮЩЕГО АНСАМБЛЯ ФЕРМИОНОВ

А.Н.Ораевский, Т.В.Саркисян, Д.К.Бенди[*1)]

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

**Университет штата Оклахома*
74078 Стиллвотер, Оклахома, US

Поступила в редакцию 6 сентября 1995 г.
После переработки 22 сентября 1995 г.

Показано, что температура рекомбинирующего статистически вырожденного ферми-ансамбля возрастает.

При анализе ряда проблем приходится сталкиваться с процессом излучательной рекомбинации частиц. Примерами таких процессов могут служить межзонная рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках или аннигиляция в системе, состоящей из частиц и античастиц. В связи с этим возникает вопрос: как ведет себя температура рекомбинирующего (аннигилирующего) ансамбля частиц? На первый взгляд кажется, что температура ансамбля должна уменьшаться за счет излучения фотонов[2)]. Однако ответ на этот вопрос не столь тривиален, как это может показаться, и требует более внимательного анализа: нужно иметь в виду, что в процессе рекомбинации происходит не только испускание фотонов, но и уменьшение плотности частиц в ансамбле.

В любой достаточно сложной системе наряду с рекомбинацией протекают и другие процессы. Да и сама рекомбинация может представлять собой комплексный процесс. Желая, однако, понять роль уменьшения плотности частиц, ограничимся простейшей моделью. Будем исследовать изолированный ансамбль ферми-частиц, из которого "исчезают" частицы со скоростью, зависящей от их энергии. Энергия каждой частицы $E = E_g + \epsilon$ состоит из собственной энергии E_g и энергии теплового движения ϵ. Будем считать, что тепловая энергия частицы значительно меньше собственной энергии частицы, так что в дальнейших расчетах можно пользоваться разложением в ряд по величине ϵ/E_g.

Очевидно, что для описания исследуемого процесса необходимо два уравнения: для концентрации частиц и энергии ансамбля. Мы используем следующее уравнение для концентрации частиц n:

$$\frac{dn(\mu,T)}{dt} = -\int\limits_0^\infty w(E)\rho(\epsilon)f(\epsilon,\mu,T)d\epsilon; \quad n(\mu,T) = \int\limits_0^\infty \rho(\epsilon)f(\epsilon,\mu,T)d\epsilon, \qquad (1)$$

где $w(E)$ – вероятность спонтанной рекомбинации частиц с энергией E, $f(\epsilon,\mu,T)$ – их функция распределения, T – температура, а μ – ферми-потенциал ансамбля; $\rho(\epsilon)$ – плотность энергетических состояний. Вводя температуру рекомбинирующего ансамбля, мы предполагаем, что установление

1) D.K.Bandy

2) Наш личный опыт научных дискуссий показывает, что это наиболее расхожая точка зрения.

теплового равновесия в ансамбле происходит значительно быстрее, чем их рекомбинация.

Уравнение для плотности энергии ансамбля $U(\mu, T)$ может быть написано, исходя из закона сохранения энергии. Каждая рекомбинирующая частица уносит с собой энергию E. Поэтому

$$\frac{dU(\mu,T)}{dt} = -\int_0^\infty w(E)(E_g+\epsilon)\rho(\epsilon)f(\epsilon,\mu,T)d\epsilon; \quad U(\mu,T) = \int_0^\infty (E_g+\epsilon)\rho(\epsilon)f(\epsilon,T,\mu)d\epsilon. \tag{2}$$

Теперь мы можем написать уравнение для изменения температуры ансамбля, которое и даст в конечном счете ответ на вопрос, поставленный в начале статьи. Пользуясь тем, что

$$\frac{dU(\mu,T)}{dt} = \frac{\partial U}{\partial n}\frac{dn}{dt} + \frac{\partial U}{\partial T}\frac{dT}{dt},$$

можно уравнение (2) переписать в виде

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)^{-1}\int_0^\infty w(E)\left(\frac{\partial U}{\partial n} - E_g - \epsilon\right)\rho(\epsilon)f(\epsilon,\mu,T)d\epsilon. \tag{3}$$

Чтобы раскрыть уравнение (3), нужно найти явное выражение $U(\mu,T)$ и $n(\mu,T)$ через ферми-потенциал и температуру и задать функцию $w(E)$. Для квадратичной зависимости энергии ϵ от импульса поступательного движения $\rho(\epsilon) = \epsilon^{1/2}$. Будем считать состояние частиц статистически вырожденным, а функцию распределения – фермиевской. $U(\mu,T)$ и $n(\mu,T)$ могут быть вычислены по методике, рекомендованной в книге [1]. С точностью до членов второго порядка по температуре

$$n(\mu,T) = \left(\frac{\mu - E_g}{\alpha}\right)^{3/2}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\pi kT}{2(\mu - E_g)}\right)^2\right], \qquad \alpha = \left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{2m}, \tag{4}$$

$$U(\mu,T) = n\left\{E_g + \frac{3}{5}(\mu - E_g)\left[1 + 2\left(\frac{\pi kT}{2(\mu - E_g)}\right)^2\right]\right\}, \tag{5}$$

g – статистический вес, m – масса частиц. Очевидно, что справедливость формул (4) и (5) требует малости величины $kT/(\mu - E_g)$.

Далее мы предположим, что

$$w(E) = \frac{1}{\tau_s}\left(\frac{E}{E_g}\right)^q, \tag{6}$$

где величина τ_s не зависит от E. В основе этого предположения лежит тот факт, что вероятность спонтанной излучательной рекомбинации пропорциональна квадрату матричного элемента дипольного момента и кубу частоты излучаемого фотона [2]. Поэтому $q = 3$, если матричный элемент дипольного момента практически не зависит от частоты. В общем случае $q \neq 3$.

Соотношения (4)–(6) позволяют раскрыть уравнение (3). В общем виде оно громоздко, и мы выпишем его для температуры, близкой к нулевой, пренебрегая членами порядка $(\mu - E_g)/E_g$ и более высокого порядка малости:

$$\frac{d\theta^2}{dt} = \frac{1}{\tau_s}(\mu - E_g)^2; \qquad \theta = \frac{\pi}{2}kT. \tag{7}$$

Из этого уравнения следует, что производная от температуры по времени существенно положительна. Таким образом, рекомбинация приводит к разогреву вырожденного ферми-ансамбля.

Рассмотрим теперь ансамбль с невырожденной (больцмановской) статистикой, когда

$$U = n\left(E_g + \frac{3}{2}kT\right). \tag{8}$$

В этом случае (3) (с точностью до членов более высокого порядка по kT/E_g) сводится к следующему уравнению:

$$\frac{d}{dt}(kT) = -q\frac{(kT)^2}{E_g}. \tag{9}$$

Видно, что изменение температуры невырожденного ансамбля существенно зависит от знака q. Температура уменьшается, если $q > 0$, увеличивается, если $q < 0$, и остается неизменной при $q = 0$. Это допускает простую интерпретацию. При $q > 0$ скорость ухода более горячих частиц превышает скорость ухода более холодных, что приводит к охлаждению ансамбля. При $q < 0$ мы имеем обратную ситуацию. При $q = 0$ скорость ухода частиц не зависит от их энергии, и температура ансамбля остается неизменной. Как мы видим, в вырожденном случае рекомбинирующий ансамбль фермионов разогревается независимо от значения q. Причина такого поведения ансамбля в том, что вырожденный ферми-ансамбль состоит, в основном, из "холодных" частиц, энергия которых меньше ферми-потенциала.

Уравнения (7) и (9) получены в предельных случаях вырожденной и больцмановской статистик. В общем случае можно ожидать сложного динамического поведения температуры. Анализ в этом случае может быть проведен лишь численно и является предметом специального рассмотрения.

При воздействии на полупроводник короткого импульса излучения пикосекундной или фемтосекундной длительности, энергия кванта которого превосходит энергию запрещенной зоны, создается ансамбль носителей, температура которого может не совпадать с температурой решетки. В процессе установления стационарной температуры ансамбля эффект рекомбинационного разогрева (охлаждения) играет существенную роль. Поэтому он должен быть принят во внимание при анализе неравновесной температурной динамики в различных полупроводниковых приборах [3,4]. В частности, учет его важен для понимания процесса восстановления усиления в полупроводниковом усилителе после прохождения через него короткого импульса излучения [5].

Настоящая работе выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 92-23565), NSF (грант ECS-9215852), INTAS (грант 93-2633) и NATO (грант 921019).

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, М.: Наука, 1964, стр. 192 - 194.
2. А.Н.Ораевский, УФН **164**, 415 (1994).
3. J.Moerk, J.Mark, and C.P.Selzer, Appl. Phys. Lett. **64**, 2206 (1994).
4. A.V.Uskov, J.R.Karin, R.Nagarajan, and J.E.Bowers, IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics **1**, (2), 551 (1995).
5. K.L.Hall, Y.Lai, and E.P.Ippen, Appl. Phys. Lett. **57**, 2888 (1990).